BIBLIOTECA TEHNICO-ȘTIINȚIFICĂ

S. V. VONSOVSKI

TEORIA MODERNĂ A MAGNETISMULUI

EDITURA TEHNICĂ

Scanned with OKEN Scanner

BIBLIOTECA TEHNICO-ŞTIINŢIFICĂ

SERIA B. FIZICĂ

S. V. VONSOVSKI

TEORIA MODERNĂ A MAGNETISMULUI

TRADUCERE DIN LIMBA RUSĂ

EDITURA TEHNICĂ
Bucureşti 1956

Scanned with OKEN Scanner

NOTĂ

În această carte sînt expuse sistematic concepţiile fizice moderne despre fenomenele magnetice (magnetismul atomic şi nuclear, substanţele diamagnetice şi paramagnetice, teoria generală a feromagnetismului, curbele de magnetizare, materialele magnetice, comportarea în cîmpuri alternative). Rezultatele teoretice sînt date într-o formă simplă, calitativă pe baza discutării a numeroase date experimentale. Sînt utilizate rezultatele cercetărilor sovietice şi străine din ultimii ani, inclusiv 1951 şi, parţial, 1952. Cartea nu necesită cunoştinţe speciale asupra magnetismului care să depăşească pe cele din programa cursului de fizică generală de la institutele superioare de învăţămînt.

Cartea se adresează unui cerc larg de oameni de ştiinţă, ingineri şi studenţi din specialităţile de fizică şi chimie.

С. В. ВОНСОВСКИЙ
СОВРЕМЕННОЕ
УЧЕНИЕ О МАГНЕТИЗМЕ
Государственное Издательство
Технико-Теоретической Литературы

Scanned with OKEN Scanner

TABLA DE MATERII

Pag.

Prefață 5
Introducere 9

PARTEA ÎNTÎIA

MAGNETISMUL ATOMIC

§ 1. Momentul magnetic propriu (de spin) al electronului 11
§ 2. Magnetismul învelișului electronic al atomului 18
§ 3. Magnetismul nucleonilor (al protonilor și al neutronilor) și al nucleelor atomice 34
§ 4. Anomalia momentului magnetic al electronului produsă de un cîmp radiativ („fluctuațiile de zero“) 61

PARTEA A DOUA

SUBSTANȚE MAGNETICE. CORPURI CU PROPRIETĂȚI MAGNETICE SLABE

§ 5. Descrierea fenomenologică a proprietăților magnetice ale corpurilor 68
a) Acțiunile magnetice ale curentului electric 68
b) Acțiunile magnetice ale substanțelor magnetice 70
c) Elemente de termodinamică a substanțelor magnetice 75
§ 6. Clasificarea substanțelor magnetice după datele experimentale fundamentale 80
§ 7. Diamagnetismul 83
A. Diamagnetismul colectivelor de atomi și de molecule în interacțiune slabă între ele 83
a) Teoria 83
b) Datele experimentale fundamentale 90
B. Diamagnetismul metalelor 95
§ 8. Proprietățile magnetice ale supraconductorilor 106
§ 9. Paramagnetismul 122
A. Paramagnetismul atomilor și al ionilor 122
a) Teoria 122
b) Datele experimentale fundamentale 133
B. Paramagnetismul moleculelor 142
C. Paramagnetismul sărurilor solide 147
D. Paramagnetismul metalelor 154
E. Dispersia și absorbția în corpurile paramagnetice 163
§ 10. Răcirea magnetică 166
§ 11. Fenomenele magnetooptice 174

Scanned with OKEN Scanner

PARTEA A TREIA

MAGNETISMUL CORPURILOR MACROSCOPICE — FEROMAGNETISMUL

Pag.

Introducere 185
§ 12. Descrierea fenomenologică a stării feromagnetice a substanței.. 187
a) Teoria fenomenologică a „cîmpului molecular“..... 187
b) Precizarea teoriei „cîmpului molecular“ în cadrul metodei statistice cuasiclasice 192
c) Teoria termodinamică riguroasă a transformării feromagnetice 193
§ 13. Teoria magnetizării spontane a corpurilor feromagnetice..... 196
a) Teoria de schimb a feromagnetismului..... 196
b) Teoria undelor de spin sau a feromagnonilor..... 201
c) Îmbunătățirea teoriei feromagnonilor 207
d) Feromagnetismul semiconductorilor (feritele)..... 212
e) Feromagnetismul aliajelor 215
f) Antiferomagnetismul și metamagnetismul 222
§ 14. Teoria curbei tehnice de magnetizare 227
a) Tipurile principale de interacțiune într-un cristal feromagnetic..... 228
b) Distribuția magnetizării spontane într-un cristal 237
c) Particule feromagnetice mici 242
d) Demonstrații experimentale pentru existența domeniilorferomagnetice 249
e) Tipurile de procese de magnetizare 256
f) Procese reversibile de deplasare 257
g) Procese reversibile de rotație 267
h) Fenomenul de hysterezis magnetic 276
§ 15. Materialele magnetice și unele metode fizice pentru prelucrarea lor 294
a) Materiale magnetice moi 294
b) Materiale magnetice dure 307
§ 16. Corpuri feromagnetice în cîmpuri magnetice alternative și efecte de timp 321
a) Dispersia permeabilității magnetice și rezonanța feromagnetică 321
b) Viscozitatea magnetică 345
§ 17. Influența magnetizării spontane asupra proprietăților nemagnetice ale corpurilor feromagnetice 351
a) Proprietățile termice 351
b) Magnetostricțiunea și proprietățile magnetoelastice ale corpurilor feromagnetice 354
c) Proprietățile electrice, galvanomagnetice, termoelectrice, termomagnetice și optice ale corpurilor feromagnetice 365
Bibliografie 389

Scanned with OKEN Scanner

PREFAȚĂ

În literatura sovietică de fizică, s-au publicat multe cărți asupra magnetismului, cu caracter de sinteză și cu caracter de specialitate, atît de autori sovietici[1]*), cît și de autori străini*[2]*). Aceste cărți, însă, fie că sînt editate de mult și în ele nu și-a găsit o oglindire dezvoltarea ulterioară a magnetismului, care a fost rapidă în ultimii ani, fie că în ele au fost atinse numai anumite probleme ale magnetismului. Apare, deci, necesitatea firească de a avea o carte în care să fie adunate cît mai complet rezultatele fundamentale ale fizicii moderne a magnetismului.*

Autorul și-a propus să dea un rezumat al concepțiilor fizicii moderne despre natura proprietăților magnetice ale particulelor atomice și a colectivelor lor mai mari, corpurile macroscopice. Lucrarea nu are un caracter enciclopedic; ea dă numai o orientare generală în problemele fundamentale ale teoriei moderne a magnetismului pentru un cerc larg de fizicieni, chimiști, metalurgiști și electrotehnicieni sovietici care se interesează de fenomenele magnetice.

De aceea, cartea nu se ocupă de loc de unele probleme importante cum ar fi magnetismul terestru și magnetismul corpurilor cerești. Prin importanța și caracterul ei specific, această problemă poate constitui obiectul unei cărți speciale și de sine stătătoare. Cartea nu tratează nici problemele teoriei și practicii măsurătorilor și aparaturii magnetice, metodele defectoscopiei magnetice și analizei structurale magnetice, nici problemele aplicațiilor geofizice ale magnetismului în geologie și în tehnica minieră.

---

[1]) V., de exemplu, *G. S. Landsberg* și *B. A. Vvedenski*, Sovremennoe ucenie o magnetizme, 1929; *V. K. Arkadiev*, Elektromagnitnîe protessî v metallah, tt. I — II, 1935—1936; *N. S. Akulov*, Ferromagnetizm, 1939; *S. V. Vonsovski* și *I. S. Șur*, Ferromagnetizm, 1948; *I. G. Dorfmann*, Magnitnîe svoistva atomnogo iadra, 1948 etc.

[2]) *F. Bloch*, Molekuliarnaia teoriia magnetizma, 1934; *W. Klemm*, Magnetohimiia, 1939; *P. Selwood*, Magnetohimiia, 1949; *J. Snoek*, Novîe issledovaniia v oblasti novîh ferromagnitnîh materialov, 1949; *C. Gorter*, Paramagnitnaia relaksație, 1949 etc.

Scanned with OKEN Scanner

Cartea nu are un caracter de popularizare și, ca atare, ea presupune cunoștințele corespunzătoare din fizica atomică modernă. Totodată cititorul nu va găsi aici o expunere care să epuizeze aspectul matematic al teoriei, cu toate că, în multe cazuri, am acordat o deosebită atenție acestui aspect.

Autorul a considerat ca obiectiv principal al cărții expunerea și analiza bazelor fizice ale teoriei moderne a magnetismului, care explică ansamblul enorm de fenomene magnetice ale lumii materiale.

Lucrarea nu cuprinde un istoric al apariției concepțiilor noastre despre proprietățile magnetice ale materiei. Cu toate acestea, și-a găsit în ea o oglindire faptul că, în dezvoltarea magnetismului, savanții ruși și sovietici au jucat și joacă un rol de frunte. Este suficient să amintim lucrările lui A. G. Stoletov asupra feromagnetismului, care au marcat începutul teoriei moderne a proprietăților feromagnetice ale corpurilor; lucrările lui P. N. Lebedev asupra magnetismului terestru; lucrările lui V.K. Arkadiev, care a elaborat, încă în anul 1913, electrodinamica mediilor feromagnetice. Cercetările de mai mulți ani ale lui Arkadiev în domeniul magnetodinamicii au dobîndit, în ultimul timp, un interes extrem de mare în legătură cu problemele magnetismului atomic și nuclear. Dezvoltarea teoriei moderne a fenomenelor magnetice se leagă de numele savanților sovietici Akulov, Dorfmann, Vvedenski, Zaimovski, Zavoiski, Kapița, I. Kikoin, Kondorski, Landau, E. Lifșit, B. Livșiț, Lazarev, Tamm, Frenkel, Șur, Ianus și mulți alții.

Cu atît mai disonante apar încercările nejustificate și antiștiințifice ale savanților din lumea capitalistă de a ignora faptul evident al rolului creator imens pe care l-a jucat știința sovietică în domeniul teoriei fenomenelor magnetice[1]*).*

Savanții sovietici se caracterizează prin înaltul lor patriotism sovietic, care îi obligă să pună în lumină, arătînd în mod obiectiv, pe baza materialului concret al științei, rolul important și, în multe domenii, conducător al fizicienilor sovietici în dezvoltarea teoriei magnetismului.

Cartea cuprinde o bibliografie amănunțită (cu toate că nu este completă) a lucrărilor originale în diversele domenii ale magnetismului.

---

[1]) De pildă, în ultimele lucrări de ansamblu asupra magnetismului ale lui Bozorth [Rev. of Mod. Phys. 19, 29 (1947)], Stoner [Rep. on Progr. in Phys. 11, 43 (1949)] etc.

Prezenta carte se întemeiază pe lucrarea de sinteză, scrisă de autor între anii 1948—1949, pentru revista „Uspehi fiziceskih-nauk"; această lucrare a fost supusă unei prelucrări radicale și mult dezvoltată.

În încheiere, autorul își exprimă recunoștința lui L.A.Șubina pentru marele ajutor pe care i l-a dat la pregătirea manuscrisului cărții.

Sverdlovsk
octombrie 1951

S. VONSOVSKI

INTRODUCERE

Unul dintre capitolele cele mai importante ale fizicii moderne este teoria proprietăților magnetice ale substanței. Domeniul fenomenelor magnetice este în adevăr uriaș; el se întinde de la magnetismul microcosmosului particulelor elementare, pînă la magnetismul corpurilor cosmice. Toate corpurile materiale din natura ce ne înconjoară sînt, într-o măsură sau alta, magnetice; interacțiunile magnetice există și între particulele atomice ale materiei. Unele proprietăți magnetice ale corpurilor și-au găsit aplicații largi în majoritatea ramurilor tehnicii moderne, în special în electrotehnică și în radiotehnică.

Omul s-a întîlnit cu fenomenul magnetismului, încă în antichitate. Descoperirea acestei proprietăți remarcabile a materiei și-a găsit o importantă aplicație la busolă. Primele indicații asupra utilizării busolei le avem din vechile cronici chinezești, referitoare la secolul al II-lea al erei noastre.

Universalitatea neobișnuită a proprietăților magnetice ale materiei a provocat, cum era și firesc, tendința de a înțelege natura fizică a acestui fenomen. Căile de dezvoltare ale concepțiilor fizice asupra naturii magnetismului merg de la ipotezele naive asupra existenței în corpuri a unor „fluide" magnetice speciale, pînă la ideea existenței unor magneți foarte mici, moleculari.

La începutul secolului trecut, descoperirea cîmpului magnetic al unui curent electric a permis să se enunțe ipoteza curenților electrici moleculari, drept cauză a proprietăților magnetice ale substanței. Dar, în acel timp, nu fusese încă descoperită experimental natura atomică a electricității și magnetismului, nu era cunoscută structura electronică a atomului și, de aceea, ideea curenților moleculari a rămas mult timp o ipoteză. Această idee și-a primit fundarea experimentală definitivă numai o dată cu dezvoltarea fizicii atomice moderne. Una dintre realizările cele mai importante ale fizicii atomice din zilele noastre a fost stabilirea faptului că purtătorii elementari ai magnetismului sînt,

Scanned with OKEN Scanner

în primul rînd, înseşi particulele elementare[1]) ale materiei: electronii, protonii, neutronii, care au un moment magnetic propriu, aşa-numitul moment magnetic de spin, şi, în al doilea rînd, curenţii microscopici formaţi prin mişcarea electronilor în învelişul atomic (momentele magnetice orbitale), precum şi „curenţii" mişcării intranucleare a protonilor şi a neutronilor. Aceste momente magnetice de spin şi orbitale sînt produse de curenţii moleculari a căror existenţă fizicienii au dedus-o în mod intuitiv încă la începutul secolului al XX-lea.

Teoria modernă a magnetismului poate fi împărţită în două părţi: *magnetismul atomic*, adică teoria proprietăţilor magnetice ale particulelor elementare ale materiei, ale nucleelor atomice, precum şi ale păturilor electronice ale atomilor izolaţi şi ale moleculelor izolate, şi magnetismul *colectivelor* de atomi şi molecule care *interacţionează* între ele şi formează corpurile gazoase, lichide şi solide din natura ce ne înconjoară, adică magnetismul substanţei sau al sistemelor condensate. În primul caz, ne interesează proprietăţile magnetice ale purtătorilor atomici de momente magnetice individuale, izolaţi între ei, în timp ce, în al doilea caz, ne interesează, în special, influenţa interacţiunii acestor purtători de momente magnetice asupra proprietăţilor lor magnetice colective.

Realizările mecanicii cuantice au permis crearea unei concepţii teoretice unitare şi riguroase, care cuprinde diversele tipuri de fenomene magnetice în substanţă, determinate de magnetismul învelişului electronic al atomilor şi al moleculelor şi de sistemul colectivizat de electroni din reţeaua cristalină a corpurilor solide. Teoria cuantică ne dă, de asemenea, posibilitatea de a stabili legătura dintre fenomenele magnetice din corpuri şi proprietăţile lor nemagnetice: electrice, optice, termice, mecanice şi altele.

Mai puţin închegată este teoria proprietăţilor magnetice ale particulelor „elementare": electronii, nucleonii, mezonii. Aici, trebuie să ne limităm, în multe privinţe, numai la constatarea faptelor. Explicarea acestor probleme ale magnetismului necesită încheierea etapei următoare a teoriei atomice, electrodinamica cuantică, care se găseşte încă în stadiul de constituire, cu toate că o serie de probleme au căpătat, de pe acum, o rezolvare calitativă destul de completă.

[1]) Prin „particule elementare" trebuie să înţelegem formaţiunile materiale despre a căror structură internă nu există încă informaţii. De aceea noţiunea de particule „elementare" are un caracter relativ, aşa cum trebuie să rezulte şi din tezele fundamentale ale materialismului dialectic.

PARTEA I-a

MAGNETISMUL ATOMIC

§ 1. MOMENTUL MAGNETIC PROPRIU (DE SPIN) AL ELECTRONULUI

Printre particulele elementare cunoscute astăzi, cel mai amănunțit a fost studiat electronul, descoperit încă la sfîrșitul secolului trecut. Mult timp s-a crezut că sarcina și masa acestei particule sînt caracteristicile ei principale și că proprietățile magnetice se manifestă numai în timpul mișcării electronilor în conductori, în razele catodice sau pe „orbitele" atomilor și moleculelor. Studiindu-se însă, spectrele optice de linii ale diverșilor atomi, s-a descoperit așa-numita structură fină a liniilor spectrale [1]). Explicarea naturii acestei structuri ne-a impus precizarea concepțiilor inițiale asupra caracteristicilor fundamentale ale electronului. Structura fină a liniilor spectrale are forma cea mai simplă în cazul atomilor hidrogenoizi, cu un singur electron de valență, pentru care ea se reduce la o dedublare a liniilor (dubleți). Apariția dubleților și valoarea intervalului lor au putut fi ușor explicate, admițînd că electronul are un moment cinetic propriu s (spinul). Totodată, a trebuit să se presupună că acest spin poate avea numai două orientări față de un cîmp exterior, și anume, orientările pentru care cele două proiecții ale sale pe direcția acestui cîmp, de exemplu în lungul axei z, sînt sau egale ca mărime și semn, sau egale în mărime, dar de semn contrar:

$$s^z = \pm \frac{\hbar}{2} \tag{1.1}$$

($2\pi\hbar = h = 6{,}624 \cdot 10^{-27}$ erg • s este constanta lui Planck). În afară de aceasta, s-a stabilit că spinului electronului îi corespunde

[1]) V., de exemplu, cartea lui Șpolski [1].

un moment magnetic ale cărui proiecții posibile pe direcția cîmpului magnetic exterior sînt

$$\mu_s^z = \pm \frac{e\hbar}{2mc} = \pm \frac{e}{mc} s^z \tag{1.2}$$

($e = 4{,}8025 \cdot 10^{-10}$ CGSes este sarcina și $m = 9{,}1066 \cdot 10^{-28}$ g masa de repaus a electronului, iar $c \sim 3 \cdot 10^{10}$ cm·s^{-1} viteza luminii), adică ele sînt egale în mărime absolută cu magnetonul Bohr, unitatea atomică naturală a momentului magnetic:

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2mc} = 0{,}9273 \cdot 10^{-20} \text{ erg} \cdot \text{gauss}^{-1}. \tag{1.2a}$$

La început, s-a dat acestor noi proprietăți fundamentale ale electronului o interpretare „clasică" cu totul intuitivă. Și anume, s-a presupus că electronul — considerat ca o mică „sferă" — se rotește în jurul unei axe care trece prin centrul lui, iar sarcina lui creează, în timpul acestei mișcări, un curent propriu care, la rîndul lui, determină apariția momentului magnetic. Semnul negativ al sarcinii electronului determină orientarea antiparalelă a spinului și a momentului lui magnetic [1]).

Dar, încercarea de a explica „clasic" natura spinului electronului s-a lovit de dificultăți principiale. În primul rînd, pentru calculul momentului magnetic pe baza legilor clasice, trebuia admis un anumit model al structurii electronului (forma, dimensiunea, distribuția sarcinii etc.). În al doilea rînd, în teoria clasică, rămînea de neînțeles de ce spinul poate avea, în cîmpuri exterioare, numai două orientări diferite (cuantificarea spațială a momentului de spin); și, în sfîrșit, teoria nu putea da o explicație rațională așa-numitei anomalii giromagnetice a spinului. După cum se vede din (1.2), această anomalie constă în faptul că raportul dintre momentul magnetic de spin și momentul mecanic este

$$g_s = \frac{\mu_s^z}{s^z} = \frac{e}{mc}, \tag{1.3}$$

în timp ce, în baza legilor clasice, pentru un electron care se mișcă pe o orbită circulară, acest raport trebuie să fie de două ori mai mic, adică $e/2mc$ [v. mai departe formula (2.9)]. Trebuie să reamintim că o anomalie analogă s-a observat și în cazul măsurării efectului giromagnetic în substanțe feromagnetice

[1]) Electrodinamica clasică riguroasă a electronului „rotitor" a fost dezvoltată de I. I. Frenkel, în anul 1926 (v. [2]), precum și de I.E. Tamm [3].

Scanned with OKEN Scanner

(v. § 13); ea se mai întîlnește în explicarea legilor efectului Zeeman anomal (v. § 2). Aceste dificultăți au arătat că explicația clasică a naturii spinului electronic este insuficientă; din pricina lor, a fost necesar, în primele etape, să se admită existența spinului și a momentului lui magnetic ca un fapt pur experimental, care nu-și găsise încă o explicație teoretică adecvată; în afară de aceasta, spinul era privit ca al patrulea grad de libertate „intern" al electronului.

O experiență intuitivă și directă, care demonstrează existența spinului electronic și a momentului lui magnetic, este experiența lui Stern și Gerlach de deviere a fasciculelor atomice într-un cîmp magnetic neuniform [4][1]. Schema instalației experimentale utilizate în această experiență este redată în fig. 1.

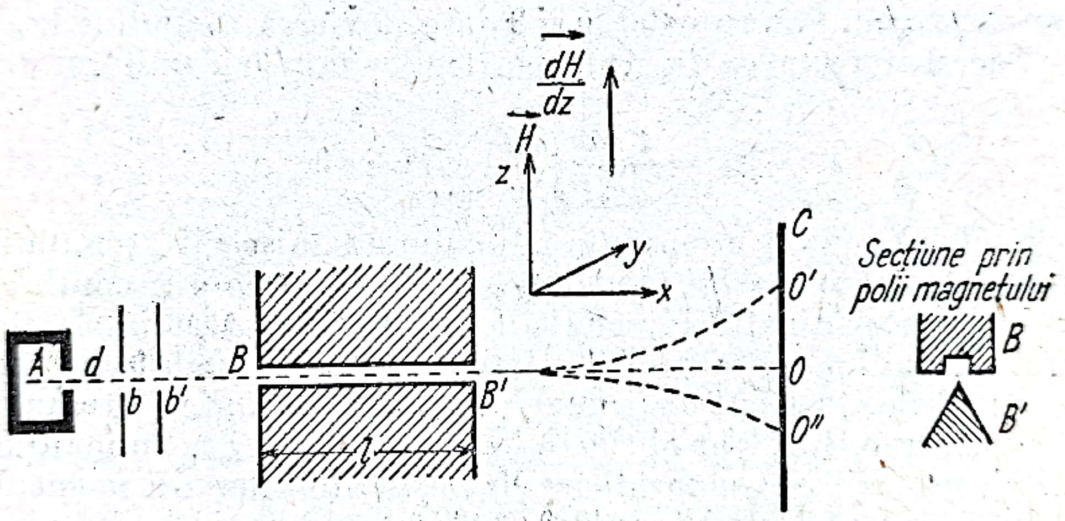


Fig. 1. Schema experienței de deviere a fasciculelor moleculare într-un cîmp magnetic neuniform.

În cuptorul electric A, este evaporată substanța care se cercetează. Din curentul de molecule sau atomi care ies prin orificiul mic d, se extrage, cu ajutorul unei serii de diafragme bb', un fascicul fin care intră în spațiul dintre polii BB' ai unui electromagnet și ajunge, în cele din urmă, pe ecranul C. Forma secțiunii pieselor polare B și B' ale electromagnetului se alege astfel încît cîmpul magnetic dintre ele să fie foarte neuniform în lungul unei axe z, perpendiculară pe direcția fasciculului ($dH/dz \neq 0$). Atomii, care au moment magnetic, vor fi deviați

[1]) Trebuie menționat că, independent de acești autori și concomitent cu ei, aceleași experiențe au fost întreprinse și de fizicienii sovietici P. L. Kapița și N. N. Semenov (v. cartea lui Dorfmann [29]).

de la direcția inițială a mișcării lor numai într-un cîmp magnetic sensibil neuniform pe distanțe de ordinul dimensiunilor atomice (10^{-8} cm). Dacă această condiție nu este satisfăcută, atomii din fascicul nu suferă nici un fel de deviere și vor efectua numai o precesie în jurul direcției cîmpului magnetic, păstrînd neschimbată mișcarea lor de translație. Dacă există, însă, neuniformitatea menționată, asupra atomului al cărui moment magnetic μ face un unghi ϑ cu gradientul cîmpului (adică cu axa z), va acționa forța de deviere

$$\mu \frac{dH}{dz} \cos \vartheta. \tag{1.4}$$

Această forță influențează mișcarea electronului (în lungul axei x) pe o porțiune de traiectorie de lungime l (v. fig. 1), pe care $dH/dz \neq 0$. Pentru valori μ și ϑ date, devierea atomului la sfîrșitul acestui drum va fi, conform legilor mișcării uniform accelerate,

$$z_\vartheta = \frac{1}{2} \frac{\mu}{M} \left(\frac{dH}{dz}\right)_{\text{med}} t^2 \cos \vartheta, \tag{1.5}$$

unde M este masa atomului, iar t durata mișcării atomului în cîmp, egală cu $t = l/v$ (aici v este viteza medie a atomului în fascicul, determinată de condițiile echilibrului termic, la temperatură dată a cuptorului A). Dacă toate unghiurile ϑ ar fi egal de probabile, în locul unei imagini înguste a fantei, în punctul O de pe ecranul C, s-ar obține o bandă largă $O'O''$, cu marginea superioară O' corespunzătoare devierii atomilor cu momentul magnetic paralel cu cîmpul ($\vartheta = 0$) și cu marginea inferioară O'' corespunzătoare atomilor cu momentul antiparalel cu cîmpul ($\vartheta = 180°$). În realitate, se observă ceva cu totul diferit. Dacă experiența se efectuează cu un fascicul de atomi hidrogenoizi, adică cu atomi avînd un singur electron de valență, în locul benzii continue de la O' la O'', obținem două imagini ale fantei, în O' și O''. Conform legilor mecanicii cuantice, acești atomi au, în stare normală, un moment mecanic orbital nul și un moment magnetic orbital nul și, de aceea, nu ar trebui să fie deviați în cîmpul magnetic. Dacă însă admitem existența spinului și a momentului lui magnetic și ținem seama de regula lor de cuantificare, rezultatul experienței devine dintr-o dată clar. Scindarea în două a fasciculului este o consecință a regulii de cuantificare spațială a momentului magnetic de spin, care poate avea numai două proiecții posibile, în sensul cîmpului magnetic ($\vartheta = 0$) și în sensul contrar ($\vartheta = 180°$). Aceste experiențe ne

dau, de asemenea, posibilitatea de a determina și mărimea proiecției momentului magnetic de spin pe direcția cîmpului magnetic exterior, folosind tot formula (1.5), în care devierea z_0 a fasciculului atomic este măsurată experimental. În fig. 2, se dă o fotomicrogramă a depunerii obținute [9] cu un fascicul de vapori de sodiu, pe ecranul C. Cînd cuptorul are o temperatură

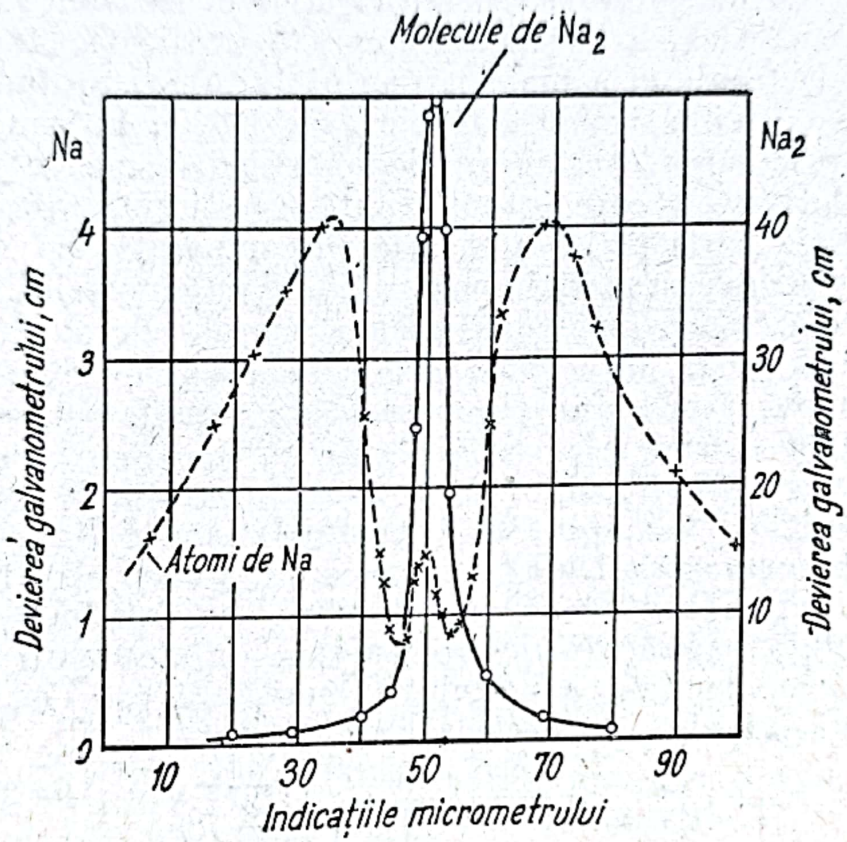


Fig. 2. Fotomicrogramă de „depunere" pentru un fascicul de atomi și molecule de sodiu [9].

înaltă, fasciculul constă aproape exclusiv din atomi și dă o curbă cu două maxime (curba cu linie întreruptă din fig. 2)[1]. La temperaturi mai joase, majoritatea atomilor se combină doi cîte doi, în molecule de Na_2 care au un moment rezultant nul (atît momentul orbital, cît și momentul de spin), și, de aceea, trec prin cîmp fără a fi deviați; acest fapt este ilustrat de curba continuă din fig. 2, care ne dă o fotomicrogramă a depunerii fasciculului de molecule de sodiu nedeviat. Astăzi, metodica acestor

[1]) Micul maxim de pe curba cu linie întreruptă corespunde devierii nule, obținute de la un mic adaos de molecule Na_2, care există și la temperaturi înalte.

experienţe a atins o perfecţiune atît de mare, încît permite o precizie a măsurătorilor pînă la 0,1—0,2%.

Aceste experienţe trebuie considerate ca făcînd parte dintre experienţele fundamentale ale întregii fizici atomice, întrucît ele au permis să se stabilească în modul cel mai direct natura atomică a magnetismului.

Odată cu dezvoltarea teoriei atomice consecvente care este mecanica cuantică, a devenit necesară o explicaţie teoretică a spinului electronic şi a magnetismului lui, mai profundă decît explicaţia aproximativă dată de teoria clasică. Trebuie menţionat, însă, că rezolvarea acestei probleme în cadrul mecanicii cuantice nerelativiste— care este limitată la studiul proceselor în care vitezele particulelor sînt mici în comparaţie cu viteza luminii — s-a dovedit a fi imposibilă. Această imposibilitate este legată de faptul că fenomenul magnetismului de spin, ca orice fenomen magnetic, face parte din clasa efectelor relativiste tipice, pentru a căror explicaţie consecventă trebuie să ţinem seama de condiţiile teoriei relativităţii.

În anul 1927, Pauli a construit o teorie cuantică semiempirică aproximativă a spinului electronic[1]) în care existenţa spinului şi a momentului lui magnetic erau, pur şi simplu, postulate. Atunci, admiţînd că sînt posibile numai două orientări ale spinului, rezultă, din legile generale ale mecanicii cuantice, că dacă componenta s_z a spinului în unităţi $\hbar$ este ½, mărimea vectorului spinului, în aceleaşi unităţi, este

$$\left|\vec{s}\right| = \sqrt{s\,(s+1)}\,\hbar = \frac{\sqrt{3}}{2}\,\hbar, \tag{1.6}$$

iar mărimea momentului magnetic de spin[2]) este

$$|\mu_s| = \frac{e}{mc}\sqrt{s\,(s+1)}\,\hbar = \sqrt{3}\,\mu_B. \tag{1.7}$$

Problema spinului electronic a căpătat o fundare teoretică, după ce Dirac a reuşit să construiască teoria cuantică *relativistă* a electronului. În această teorie, nu mai era necesară postularea existenţei spinului şi a momentului lui magnetic. Ele se obţineau automat din teorie, şi anume, aşa cum o cerea experienţa.

---

[1]) V., de exemplu, cartea lui Frenkel [5].

[2]) V., în § 2, observaţia asupra definiţiei cuantice a *vectorilor* moment mecanic şi moment magnetic.

Scanned with OKEN Scanner

Teoria lui Dirac a arătat clar imposibilitatea principială a interpretării clasice intuitive a spinului, ca rezultat al rotației unui electron sferic. Trebuie observat că, chiar dacă încercăm să dăm o ilustrație intuitivă a spinului, apariția lui trebuie atribuită proprietăților cinematice cuantice specifice ale mișcării de *translație* a electronului. De aceea, momentul magnetic de spin se numește adeseori moment *cinematic*, spre deosebire de momentul veritabil, care se observă la alte particule, de pildă la protoni sau la neutroni (v. § 3).

În încheierea acestui paragraf, vom face încă o observație. Din experiențele asupra devierii fasciculelor moleculare în cîmp magnetic, rezultă, riguros vorbind, numai faptul că atomul, considerat ca un întreg, posedă un anumit moment magnetic. Din considerații indirecte asupra caracterului stărilor orbitale într-o serie de cazuri, magnetismul atomic observat se atribuie spinului electronic, cu toate că aceasta nu decurge direct din rezultatul experienței. Așadar, experiențele cu fasciculele moleculare nu ne dau posibilitatea de a separa în mod univoc efectele magnetice ale spinului electronic, de efectele magnetice ale mișcării orbitale. De aceea, la prima vedere, se pare că ar fi de dorit să se efectueze o experiență analogă cu un fascicul de electroni *liberi*.

Dar, cum a arătat Bohr (v. [6]), o asemenea experiență, ca și oricare altă experiență de determinare a momentului magnetic al electronilor liberi, este sortită eșecului. Acest fapt este o consecință simplă a relației de nedeterminare din mecanica cuantică. În adevăr, dat fiind că magnetismul de spin al electronului are un caracter cinematic, el nu poate fi separat de efectele magnetice legate de mișcarea de translație a electronului, ca particulă încărcată. Se constată că, oricum am încerca să determinăm momentul magnetic al spinului, se introduce o nedeterminare inevitabilă în valoarea impulsului electronului, care condiționează o nedeterminare a acțiunii magnetice cauzată de mișcarea de translație, care depășește întotdeauna întregul efect magnetic al spinului.

Nu trebuie să credem, însă, că avem de a face cu o „inobservabilitate principială“ a spinului electronic. Există și altemode de a observa spinul electronic, dacă studiem, de exemplu, așa-numita polarizație a undelor electronice în cazul reflexiei dublе a unui fascicul electronic pe fețele unui cristal. Această problemă nu a fost încă rezolvată complet pe cale experimen-

§ 2. MAGNETISMO INDOTTO DIAMAGNETISMO ED ATOMISTICA

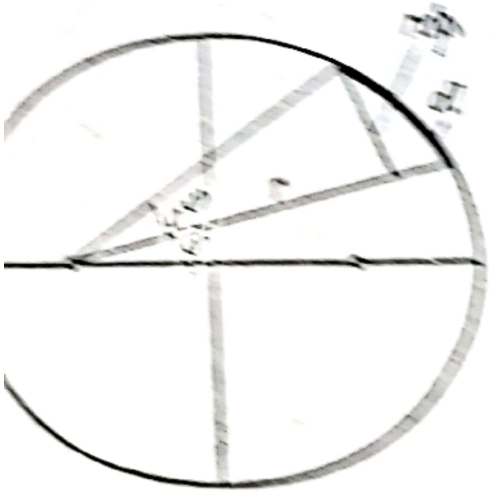


Fig. 3. Orbita elettronica e elettromagnete.

[1] Cfr. per maggiori particolari sulla teoria classica del diamagnetismo: P. LANGEVIN, *Journal de Physique*, 4, 678 (1905); 5, 70 (1906); 10, 457 (1911); *Rapports du Congrès de Physique*, Paris 1900, 1, 405; 2, 231; *Annales de Chimie et de Physique*, 8, 289 (1906); *Journal de Physique*, 3, 553 (1913); *Rapports du Congrès de Physique*, Paris 1913, 1, 1; *Journal de Physique*, 4, 165 (1914); *Rapports du Congrès de Physique*, Paris 1921, 1, 1; *Journal de Physique*, 5, 178 (1924); *Rapports du Congrès de Physique*, Paris 1925, 1, 1; *Journal de Physique*, 7, 1 (1926); *Rapports du Congrès de Physique*, Paris 1926, 1, 1; *Journal de Physique*, 8, 1 (1927); *Rapports du Congrès de Physique*, Paris 1927, 1, 1; *Journal de Physique*, 9, 1 (1928); *Rapports du Congrès de Physique*, Paris

se obține imediat. În adevăr, mișcarea electronului pe o orbită eliptică, cu perioada de rotație T, este echivalentă cu un curent circular de intensitate

$$i = \frac{e}{cT}. \tag{2.1}$$

Momentul magnetic al acestui curent este egal cu produsul dintre intensitatea curentului și aria „orbitei" electronului (fig. 3):

$$S = \frac{1}{2}\int_0^{2\pi} r^2 d\varphi \tag{2.2}$$

(φ este unghiul pe care-l formează raza-vectoare dusă din focar cu diametrul principal al elipsei), adică

$$\mu_{orb} = iS = \frac{eS}{cT}. \tag{2.3}$$

În conformitate cu legea de conservare a momentului cinetic (legea ariilor), momentul cinetic p_φ al electronului este constant și egal, prin definiție, cu

$$p_\varphi = mr^2 \frac{d\varphi}{dt}. \tag{2.4}$$

Substituind r^2 din (2.4) în (2.2), obținem

$$S = \frac{p_\varphi}{2m}\int_0^T dt = \frac{p_\varphi T}{2m}. \tag{2.5}$$

De aceea, în virtutea relațiilor (2.5) și (2.3), obținem pentru μ_{orb}:

$$\mu_{orb} = \frac{e}{2mc} p_\varphi. \tag{2.6}$$

Din regula de cuantificare a orbitelor electronice, rezultă că

$$p_\varphi = l\hbar \quad (l = 1, 2, 3, \ldots, n) \tag{2.7}$$

(l este numărul cuantic azimutal, n numărul cuantic principal); de aceea, în conformitate cu (1.2a) și cu (2.6), avem

$$\mu_{orb} = l\frac{e\hbar}{2mc} = l\mu_B. \tag{2.8}$$

În modul acesta, vechea mecanică cuantică semiclasică afirma că momentul magnetic al mișcării orbitale a electronului

în atom trebue să fie un multiplu al magnetonului lui Bohr, iar raportul dintre acest moment magnetic și momentul mecanic al orbitei este, potrivit formulei (2.6),

$$g_l' = \frac{\mu_{orb}}{p_\varphi} = \frac{e}{2mc}, \tag{2.9}$$

adică este de două ori mai mic decît raportul corespunzător al momentelor de spin [cf. (1.3)]. De obicei, acest raport, numit magneto-mecanic, se exprimă în unități $e/2mc$; deaceea, în locul relațiilor (1.3) și (2.9), avem

$$g_s = 2 \text{ și } g_l = 1. \tag{2.9a}$$

Mecanica cuantică a dus la o oarecare precizare a acestei scheme, și anume, s-a arătat că, într-o stare staționară a electronului în atom (care, numai convențional, „din obișnuință" poate fi numită mișcare orbitală) vectorul moment cinetic nu este dat de formula (2.7), ci de o altă formulă:

$$p_\varphi = \sqrt{l(l+1)}\,\hbar \tag{2.10}$$

și că, spre deosebire de (2.7), valorile posibile ale numărului cuantic orbital l sînt, în acest caz, următoarele:

$$l = 0, 1, 2, \ldots, (n-1).$$

În mod analog, obținem pentru momentul magnetic, în locul lui (2.8), expresia

$$\mu_l = \sqrt{l(l+1)}\,\frac{e\hbar}{2mc} = \sqrt{l(l+1)}\,\mu_B. \tag{2.11}$$

Cum se poate vedea ușor, raportul g_l continuă să fie dat de formula (2.9). Esențial este că se dovedește posibilă și valoarea $l = 0$. Afară de aceasta, din (2.10) și (2.11), se vede că pot exista stări staționare ale atomului (cu $l=0$), în care nu există nici moment mecanic ($p_\varphi = 0$) și nici moment magnetic ($\mu_l = 0$). Aceste stări, care au o distribuție „statică" specifică a densității de sarcină a norului electronic al învelișului atomic, se numesc deobicei stări s.

Din ecuațiile mecanicii cuantice, rezultă, fără alte ipoteze suplimentare, că proiecțiile vectorului moment mecanic $\vec{l}$ (în unități $\hbar$), de exemplu pe direcția unui cîmp magnetic exterior $\vec{H}$, nu sînt arbitrare, ci bine determinate, formînd un sistem discret

de valori (cuantificarea spațială). Valorile acestor proiecții posibile ale vectorului $\vec{l}$ (a cărui valoare absolută este $\sqrt{l(l+1)}\hbar$) sînt *date de numerele cuantice orbitale magnetice* m_l, care pot lua următoarele $(2\,l+1)$ valori:

$$m_l = -\,l, -(l-1), \ldots, -1, 0, 1, \ldots, l-1, l. \quad (2.12)$$

Așadar, valorile posibile ale cosinusului unghiului dintre vectorii $\vec{l}$ și $\vec{H}$ sînt date de formula

$$\cos(\vec{l}, \vec{H}) = \frac{m_l}{\sqrt{l\,(l+1)}}. \quad (2.13)$$

În fig. 4 este dată o ilustrare grafică a cuantificării spațiale a momentului orbital, pentru $l = 3$. Aceeași regulă de cuantificare spațială este valabilă și pentru momentul magnetic, ale cărui proiecții în unități μ_B sînt date de numerele cuantice m_l, adică

$$(\mu_l)_H = m_l\,\mu_B. \quad (2.14)$$

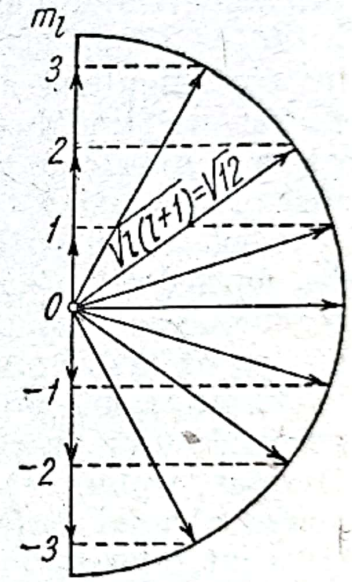


Fig. 4. Cuantificarea spațială a momentului cinetic orbital al electronului (pentru $l=3$).

Prin urmare, proiecțiile momentului magnetic orbital rămîn, și în mecanica cuantică, multipli ai magnetonului Bohr, în timp ce mărimea vectorului μ_l nu mai este un multiplu al magnetonului Bohr (din cauza apariției factorului $\sqrt{l\,(l+1)}$ în (2.11)). Mecanica cuantică nu ne dă posibilitatea de a determina complet vectorul moment mecanic sau moment magnetic, adică de a determina, în același timp, valoarea lui absolută și orientarea lui. Se poate vorbi simultan numai de valoarea absolută a vectorului și de una (oarecare) dintre proiecțiile lui posibile pe direcția unui cîmp exterior oarecare. Nu are, însă, sens să vorbim, în acest caz, despre celelalte două componente ale vectorului. Aceasta este o consecință directă a relațiilor de nedeterminare din mecanica cuantică. Nu trebuie să credem că este vorba aici de vreo „inobservabilitate principială", — o asemenea concluzie este o denaturare idealistă și antiștiințifică a teoriei. În virtutea deosebirilor calitative specifice ale proprietăților microparticulelor față de legile „clasice" obișnuite ale macrocosmosului, fapt care se manifestă cel mai clar în așa-numitul dualism undă-

particulă sau cîmp-particulă, însăşi noţiunile de vector moment mecanic şi vector moment magnetic sînt aplicabile microparticulelor numai într-o măsură limitată. Imposibilitatea utilizării simultane a tuturor celor trei componente ale acestor vectori constituie expresia cantitativă a acestei restrîngeri în aplicarea noţiunilor clasice la microparticule. Se poate pune întrebarea: dece trebuie să aplicăm, în general, noţiunile clasice la microparticule? La această întrebare putem răspunde că mecanica cuantică modernă (nerelativistă) este o teorie aproximativă a microfenomenelor; în virtutea acestui fapt, ea poate studia numai proprietăţile microparticulelor care sînt determinate de legătura materială indestructibilă dintre aceste particule şi *mediul macroscopic*, pentru care teoria modernă *nu* ia încă în considerare natura lui atomică şi consideră acest mediu macroscopic din punct de vedere pur clasic. Tocmai acest fapt ne dă posibilitatea să aplicăm, cu anumite limitări, noţiunile clasice şi microparticulelor ale căror proprietăţi reale sînt mult mai complexe, ele fiind luate în considerare numai în mod aproximativ de mecanica cuantică modernă, deşi mult mai precis decît în mecanica clasică.

Pentru a da o ilustrare clasică simplă şi intuitivă a relaţiilor de nedeterminare pentru vectorul moment mecanic sau moment magnetic, putem spune că aceşti vectori pot fi determinaţi cu aproximaţia unei precesii în jurul unei direcţii oarecare a cîmpului, iar proiecţiile acestor vectori pe un plan, de pildă perpendicular pe cîmp, sînt egale „în medie“ (în timp) cu zero. Desigur, trebuie să ţinem minte întotdeauna caracterul convenţional al unei astfel de exemplificări clasice, cu toate că ea este frecvent folosită în studiul proprietăţilor mecanice şi magnetice ale moleculelor şi atomilor (v. mai departe).

Dacă învelişul atomic constă din mai mulţi electroni, numărul cuantic orbital L al momentului cinetic total $\vec{L}$ are, de exemplu în cazul a doi electroni cu numerele cuantice l_1 şi l_2, următoarele valori posibile:

$$L = l_1 + l_2,\ l_1 + l_2 - 1,\ldots,\ l_1 - l_2 \quad (l_1 > l_2).$$

Valorile vectorului $\vec{L}$ şi ale momentului magnetic total $\vec{\mu}_L$ sînt respectiv

$$|\vec{L}| = \sqrt{L(L+1)}\,\hbar \text{ şi } |\vec{\mu}_L| = \sqrt{L(L+1)}\,\mu_B\,. \qquad (2.15)$$

Proiecţiile acestor vectori pe direcţia cîmpului exterior $\vec{H}$ sînt

cuantificate, la fel ca și în cazul unui singur electron. Reguli analoge de compunere sînt valabile și pentru spinul total $\vec{S}$ și pentru momentul magnetic corespunzător $\vec{\mu}_S$, ale căror valori sînt

$$|\vec{S}| = \sqrt{S(S+1)}\,\hbar \quad \text{și} \quad |\vec{\mu}_S| = 2\sqrt{S(S+1)}\,\mu_B\,; \tag{2.16}$$

proiecțiile acestor vectori pe direcția cîmpului magnetic $\vec{H}$ sînt, de asemenea, multipli ai mărimilor $\hbar$ și μ_B, respectiv, și sînt determinate de numărul cuantic magnetic de spin total $m_S = S, S-1, \ldots, -S$. Momentul cinetic total $\vec{J}$ al învelișului electronic al atomului este egal cu suma vectorială dintre momentul orbital rezultant $\vec{L}$ și momentul de spin rezultant $\vec{S}$ (regula lui Russell — Saunders de cuplaj al momentelor, v. [1]):

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}. \tag{2.17}$$

Numărul cuantic unghiular total $\vec{J}$, dacă $L > S$, ia următoarele valori:

$J = L + S, L + S - 1, \ldots, L - S$ (în total, $2S+1$ valori), iar dacă $L < S$, atunci

$J = S + L, S + L - 1, \ldots, S - L$ (în total, $2L + 1$ valori).

Mărimea vectorului $\vec{J}$ este, atunci,

$$|\vec{J}| = \sqrt{J(J+1)}\,\hbar\,. \tag{2.18}$$

Proiecțiile vectorului $\vec{J}$ pe direcția cîmpului exterior au, la fel ca și proiecțiile vectorilor $\vec{L}$ și $\vec{S}$, numai valori întregi în unități $\hbar$ și ele sînt date de numerele cuantice magnetice rezultante m_J, care pot avea $2J + 1$ valori diferite:

$$m_J = J, J-1, \ldots, 0, -1, \ldots, -J, \tag{2.18a}$$

și, prin urmare,

$$\cos(\vec{J}, \vec{H}) = \frac{m_J}{\sqrt{J(J+1)}}\,. \tag{2.18b}$$

Într-un atom cu un singur electron, dacă $l = 0$, există numai o singură valoare a numărului cuantic total $j = s = \frac{1}{2}$; dacă $l > 0$, avem două valori: $j = l + \frac{1}{2}, l - \frac{1}{2}$. Prin urmare, j este egal cu un număr semiîntreg ($\frac{1}{2}$, $\frac{3}{2}$, $\frac{5}{2}$, etc.). În fig. 5,

Scanned with OKEN Scanner

se dă ca exemplu reprezentarea grafică a compunerii vectorilor $\vec{l}$ și $\vec{s}$ pentru cazul $l = 2$, $s = ½$ și $j = {}^3/_2$, ${}^5/_2$.

Datorită anomaliei giromagnetice a spinului ($g_s = 2g_l$), momentul magnetic rezultant μ al învelișului atomic nu va coincide ca direcție cu momentul mecanic rezultant $\vec{J}$. În fig. 6, acest lucru este arătat grafic. La scara aleasă, lungimea vectorului $\vec{\mu}_L$ este aleasă egală cu lungimea vectorului $\vec{L}$; de aceea, lungimea vectorului $\vec{\mu}_S$ trebuie să fie egală cu de două ori lungimea vectorului $\vec{S}$. În virtutea faptului că sarcina electronului este negativă, rezultă că, după cum am menționat mai sus, direcțiile lui

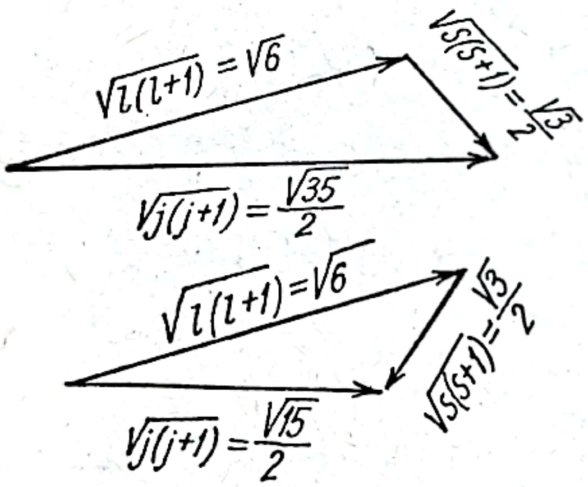


Fig. 5. Compunerea momentelor cinetice orbitale l și de spin s ale electronului ($l = 2$, $s=1/2$).

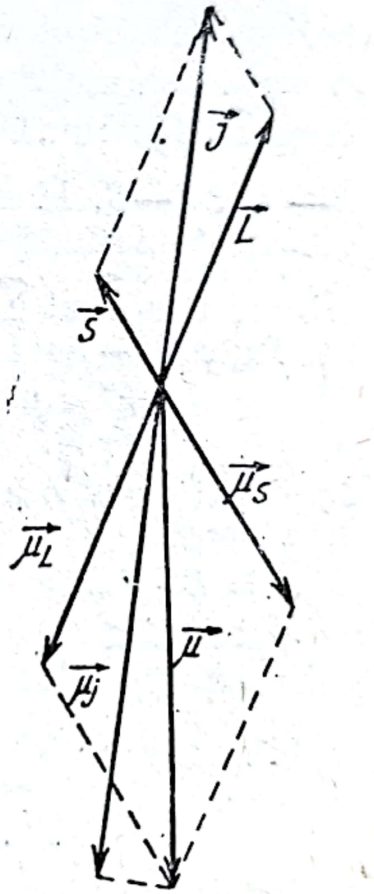


Fig. 6. Compunerea momentelor mecanice și magnetice ale învelișului electronic al unui atom.

$\vec{\mu}_L$, și $\vec{\mu}_S$ sînt, respectiv, antiparalele cu direcțiile lui $\vec{L}$ și $\vec{S}$. Momentul magnetic rezultant $\vec{\mu}$ formează cu vectorul $\vec{J}$ un unghi diferit de 180°. Se poate spune, vorbind în limbaj clasic, că vectorii $\vec{L}$ și $\vec{S}$ efectuează, și aici, o mișcare de precesie în jurul vectorului $\vec{J}$; de aceea $\vec{\mu}_L$ și $\vec{\mu}_S$ trebuie, de asemenea, să efectueze o mișcare de precesie în jurul lui $\vec{J}$. Dacă descompunem

fiecare dintre acești vectori în două componente: o componentă paralelă cu $\vec{J}$ și o componentă perpendiculară pe $\vec{J}$, componentele perpendiculare ale fiecăruia din vectori, $(\vec{\mu}_L)_\perp$ și $(\vec{\mu}_S)_\perp$ vor fi egale cu 0 în medie pe o perioadă de rotație, întrucît ele își schimbă neîntrerupt direcția. De aceea, momentul magnetic efectiv al învelișului electronic al atomului va fi egal cu suma proiecțiilor $(\vec{\mu}_L)_\parallel$ și $(\vec{\mu}_S)_\parallel$, paralele cu vectorul $\vec{J}$, adică

$$\mu_J = \mu_L \cos(\vec{L}, \vec{J}) + \mu_S \cos(\vec{S}, \vec{J}). \tag{2.19}$$

Aplicînd formulele trigonometrice obișnuite triunghiului format de vectorii $\vec{L}$, $\vec{S}$ și $\vec{J}$, obținem

$$\left.\begin{aligned} \cos(\vec{L},\vec{J}) &= \frac{L(L+1)+J(J+1)-S(S+1)}{2\sqrt{L(L+1)}\sqrt{J(J+1)}}, \\ \cos(\vec{S},\vec{J}) &= \frac{S(S+1)+J(J+1)-L(L+1)}{2\sqrt{S(S+1)}\sqrt{J(J+1)}}. \end{aligned}\right\} \tag{2.19a}$$

Substituind în (2.19) aceste valori ale cosinușilor, precum și valorile lui μ_L din (2.15) și μ_S din (2.16), obținem

$$\mu_J = \left[1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}\right]\sqrt{J(J+1)}\,\mu_B = \tag{2.20}$$

$$= g_J \sqrt{J(J+1)}\,\mu_B,$$

unde

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1)+S(S+1)-L(L+1)}{2J(J+1)} \tag{2.21}$$

sau

$$g_J = g_L\alpha_L + g_S\alpha_S, \tag{2.21a}$$

este așa-numitul factor al lui Landé, iar

$$\left.\begin{aligned} \alpha_L &= [J(J+1) + L(L+1) - S(S+1)]/2J(J+1), \\ \alpha_S &= [J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)]/2J(J+1). \end{aligned}\right\} \tag{2.21b}$$

Dacă $L = 0$, rezultă că $J = S$, $\alpha_L = 0$, $\alpha_S = 1$ și $g_J = g_S = 2$, adică, în cazul momentului de spin, factorul lui Landé este egal cu 2; dacă, dimpotrivă, $S = 0$, atunci $J = L$, $\alpha_L = 1$, $\alpha_S = 0$ și $g_J = g_L = 1$, adică, pentru momentul orbital pur, factorul lui Landé

Scanned with OKEN Scanner

este egal cu 1. Astfel, pentru spin, factorul lui Landé este de două ori mai mare decît pentru momentul orbital. Aceasta este o consecinţă directă a anomaliei giromagnetice a spinului, în deplină concordanţă cu (2.9a).

Efectul Zeeman. Una dintre cele mai directe manifestări ale proprietăţilor magnetice ale atomului este efectul Zeeman (1896), care constă în scindarea liniilor spectrale ale spectrelor atomice, atunci cînd atomii care emit radiaţii se află într-un cîmp magnetic (v.[1]). Pentru a reproduce în laborator acest fenomen, sursa de lumină (o flacără de sodiu, un arc cu mercur etc.) se aşază între polii unui electromagnet, iar radiaţia este îndreptată spre un spectroscop cu mare putere de rezolvare (fig. 7). Atunci, se poate studia compoziţia spectrală a luminii, emisă atît paralel cu cîmpul magnetic (efectul longitudinal), cît şi perpendicular pe el (efectul transversal). Dacă cîmpul este „puternic" (v. mai departe), avem aşa-numitul efect Zeeman normal (sau efectul Paschen-Back). În cazul efectului longitudinal normal, în locul unei singure linii spectrale de frecvenţă ν_0, care se observă în absenţa cîmpului şi care este deobicei nepolarizată, se observă două linii deplasate simetric faţă de ν_0 şi avînd una frecvenţa ν_2 şi cealaltă o frecvenţă mai mare ν_1, aşa fel încît

$$\nu_0 - \nu_2 = \nu_1 - \nu_0.$$

Ambele aceste linii sînt polarizate circular (v. fig. 7). În cazul efectului transversal normal, se observă trei linii: linia nedeplasată ν_0, polarizată liniar în lungul cîmpului, şi două linii ν_1 şi ν_2, deplasate la fel ca în cazul efectului longitudinal, dar, spre deosebire de acesta, ele sînt polarizate liniar şi perpendicular pe direcţia cîmpului magnetic (v. fig. 7).

În cazul unor cîmpuri „slabe", fenomenul acesta se complică apreciabil: apar linii suplimentare. Explicaţia acestui efect Zeeman „anomal" va fi dată mai jos.

Efectul normal poate fi explicat destul de complet cu ajutorul teoriei electronice clasice elementare (Lorentz). Să presupunem, pentru simplicitatea calculelor, că electronul se mişcă în atom cu viteza unghiulară ω_0, pe o orbită circulară de rază r, al cărei plan este normal la vectorul cîmpului magnetic $\vec{H}$. În absenţa cîmpului magnetic, asupra electronului va acţiona forţa centripetă

$$F_0 = m\,\omega_0^2\,r.$$

Dacă introducem un cîmp magnetic, atunci chiar la stabilirea lui, fluxul magnetic care străbate suprafața orbitei va varia în timp. De aceea, apare un cîmp electric indus suplimentar, îndreptat tangențial la orbită. Acest cîmp suplimentar produce o schimbare a vitezei electronului pe orbită. Totodată, asupra electronului care se mișcă în cîmpul magnetic va acționa

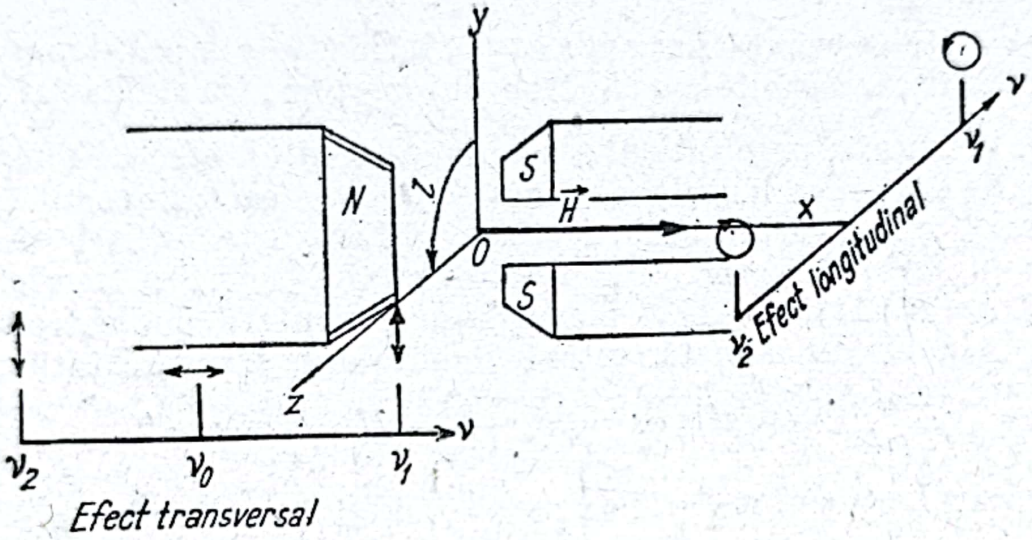


Fig. 7. Schema efectului Zeeman normal.

forța Lorentz, orientată în lungul razei. Mărimea și orientarea ei sînt astfel, încît raza orbitei nu este modificată. De aceea, introducerea cîmpului magnetic va duce numai la o mărire sau la o micșorare a vitezei unghiulare a electronului, în funcție de orientarea mișcării lui față de orientarea vectorului cîmp magnetic.

Dacă noua valoare a vitezei unghiulare a electronului este egală cu ω_1, forța radială suplimentară a lui Lorentz, care apare în cîmpul magnetic, va fi

$$F_H = \pm \frac{1}{c} He\omega_1 r.$$

Semnul plus corespunde la $\omega_1 > \omega_0$, iar semnul minus la $\omega_1 < \omega_0$. Forța centripetă totală este egală cu suma $F_0 + F_H$, adică

$$m\omega_1^2 r = m\omega_0^2 r \pm \frac{1}{c} He\omega_1 r.$$

De aici putem găsi ușor ω_1, avînd în vedere că, în atom, $\omega_0 \sim 10^{16}$ sec^{-1}, iar $eH/cm \sim 10^{12}$ sec^{-1}; chiar în cazul unor cîmpuri

magnetice extrem de intense (în experiențele lui P.L. Kapița), putem scrie aproximativ

$$\omega_1 = \omega_0 \pm \frac{eH}{2mc}. \tag{2.22}$$

Mărimea

$$\omega_H = 2\pi\nu_H = \frac{eH}{2mc} \tag{2.23}$$

se numește frecvența Larmor; ea dă influența cîmpului magnetic asupra mișcării orbitale a electronului în atom. Dacă cîmpul magnetic $\vec{H}$ nu este perpendicular pe planul orbitei, efectul cîmpului este, de asemenea, dat de mărimea ω_H, care este, în cazul acesta general, viteza unghiulară a precesiei Larmor a orbitei electronice în jurul direcției cîmpului magnetic (fig. 8). În virtutea relațiilor (2.11) și (2.13), energia suplimentară a electronului, determinată de această viteză unghiulară suplimentară, este

$$\Delta E_H = \mu_l H\cos\theta = m_l \frac{e\hbar}{2mc} H = m_l \omega_H \hbar. \tag{2.24}$$

Precesia Larmor este un caz particular al regulii lui Lenz (este ușor de văzut că mișcarea suplimentară a electronului, provocată de cîmpul magnetic, produce un cîmp magnetic propriu antiparalel cu primul cîmp magnetic) și stă la baza fenomenului universal al diamagnetismului, inerent tuturor atomilor (v. mai departe § 7)[1].

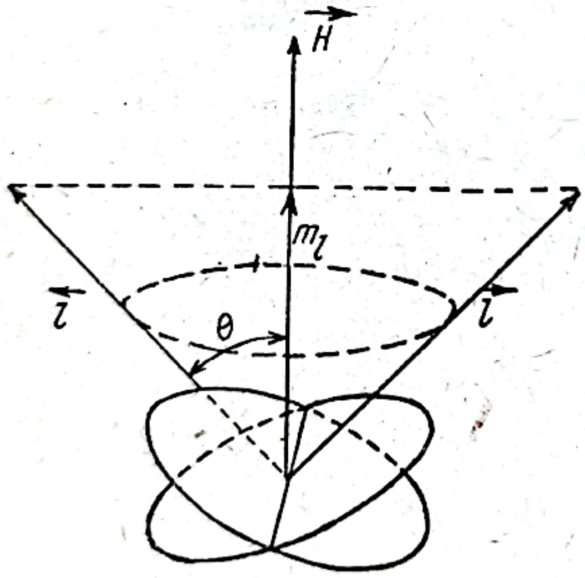


Fig. 8. Precesia orbitei electronice $(\vec{l})$ în jurul cîmpului magnetic $(\vec{H})$.

Să folosim rezultatul obținut pentru a explica efectul Zeeman *normal*. Să presupunem că cîmpul magnetic este îndreptat în lungul axei x (v. fig. 7). În sursa de lumină O, orbitele au tot felul de orientări. Sub influența cîmpului magnetic, ele încep

[1]) Trebuie să observăm că deducerea „clasică" a formulei (2.23) ne dă același rezultat ca și teoria cuantică riguroasă. Această „coincidență" are loc în virtutea faptului că, în expresia frecvenței Larmor, nu figurează constanta atomică $\hbar$, caracteristică pentru microfenomene.

să efectueze precesii în jurul axei x. Din cauza transversalității undelor luminoase, în lungul direcției date, se vor propaga numai unde datorite componentelor accelerației electronului, perpendiculare pe această direcție. De aceea, în observația longitudinală (în lungul axei x), lumina provine numai din componentele mișcării electronice situate în planul (y, z), adică de la proiecțiile orbitelor electronilor pe acest plan. În virtutea caracterului haotic al orientării orbitelor electronice ale diverșilor atomi ai sursei, jumătate din numărul proiecțiilor amintite vor avea viteza unghiulară $+\omega_0$, iar cealaltă jumătate $-\omega_0$. De aceea, dacă $H \neq 0$, vitezele ungiulare rezultante vor fi, în valoare absolută, respectiv $\omega_0 + \omega_H$ și $\omega_0 - \omega_H$ și, în consecință, frecvențele liniare ale celor două linii spectrale deplasate vor fi

$$\nu_1 = \nu_0 + \frac{eH}{4\pi mc} \quad \text{și} \quad \nu_2 = \nu_0 - \frac{eH}{4\pi mc}. \tag{2.25}$$

Aceste două linii sînt deplasate față de linia inițială ν_0, în deplină concordanță cu experiența, cu aceeași mărime $\Delta\nu = \frac{He}{4\pi mc}$ și sînt polarizate circular în sensuri opuse.

Dacă efectuăm observația într-o direcție perpendiculară pe cîmp (în lungul axei z), atunci se văd trei linii. Linia nedeplasată ν_0 se obține de la componenta în lungul axei x a mișcării electronilor, asupra căreia cîmpul magnetic nu acționează, întrucît forța Lorentz este egală cu 0 dacă $\vec{H} \parallel \vec{V}$. De aceea, linia nedeplasată ν_0 trebuie să fie polarizată liniar în lungul axei x, așa cum se și observă. Componenta mișcării în lungul axei y, perpendiculară pe cîmpul $\vec{H}$ (componenta după axa z nu contribuie la lumina care se propagă în lungul axei z), își schimbă frecvența cu mărimea ω_H și va da două linii deplasate ν_1 și ν_2, polarizate liniar în lungul axei y.

Comparînd valorile teoretice și cele experimentale ale lui $\Delta\nu$, s-a putut determina sarcina specifică a electronului, care a fost găsită egală cu $e/m = 1{,}757 \cdot 10^7$ CGSem, ceea ce este într-o foarte bună concordanță cu datele privind sarcina specifică, obținute cu ajutorul experiențelor de deviere a razelor catodice în cîmpuri electrice și magnetice. Afară de aceasta, în baza sensului polarizației circulare a liniilor deplasate în cazul efectului longitudinal, s-a putut arăta, pentru prima dată pe cale experimentală, că sursa luminii emise în atom este o sarcină electrică *negativă*, adică electronul.

Scanned with OKEN Scanner

Să vedem acum ce precizări a introdus mecanica cuantică în explicarea acestui fenomen magnetic. Să ne oprim mai întîi la cazul efectului „anomal".

Dacă atomul se află într-un cîmp magnetic $\vec{H}$ relativ slab, cuplajul dintre vectorii $\vec{L}$ și $\vec{S}$ nu „se rupe", și vectorul rezultant $\vec{J}$ va efectua o precesie în jurul direcției cîmpului magnetic. Energia suplimentară ΔE_H, determinată de acțiunea cîmpului magnetic asupra momentului magnetic atomic rezultant μ_J, va fi, în virtutea lui (2.20),

$$\Delta E_H = \mu_J H \cos(\vec{J}, \vec{H}) = g_J \mu_B H \sqrt{J(J+1)} \cos(\vec{J}, \vec{H}). \quad (2.26)$$

Ori, în conformitate cu (2.18b), proiecția vectorului $\vec{J}$ pe direcția lui $\vec{H}$, adică $\sqrt{J(J+1)} \cdot \cos(\vec{J}, \vec{H})$ este egală cu numărul cuantic magnetic m_J. Prin urmare,

$$\Delta E_H = m_J g_J \mu_B H. \quad (2.27)$$

În consecință, fiecare nivel atomic de indice n, cu energia E_n, se descompune în cîmpul magnetic exterior în $(2J+1)$ nivele cu energiile $E_n + (\Delta E_H)_n$. Numărul $(2J+1)$ ne dă valoarea așa-numitei multiplicități a nivelului. Frecvențele emise de atomi în cîmpul magnetic vor fi

$$\nu_{ik} + (\Delta\nu)_{ik} = \frac{[E_i + (\Delta E_H)_i] - [E_k + (\Delta E_H)_k]}{h};$$

ținînd seama că $h\nu_{ik} = E_i - E_k$, precum și de formulele (2.27) și (2.23), obținem

$$\Delta\nu = [(m_J)_i (g_J)_i - (m_J)_k (g_J)_k] \nu_H. \quad (2.28)$$

Ca ilustrare, să aplicăm formula (2.28) la explicarea efectului Zeeman anomal la dubletul principal din seria principală a spectrului sodiului (liniile D), format din două linii. În tabela I sînt date valorile mărimilor L, S, J, g_J, m_J, și $g_J m_J$ pentru trei nivele energetice neperturbate (tranzițiile dintre acestea ne dau cele două linii D), iar în fig. 9 este dată schema descompunerii nivelelor energetice și sînt arătate componentele Zeeman pentru efectul „anomal" transversal. Liniile notate cu litera σ sînt polarizate perpendicular pe cîmpul magnetic, iar

cele notate cu litera π sînt polarizate paralel cu cîmpul. Polarizarea acestor linii poate fi prevăzută teoretic. Din teorie, rezultă de asemenea regulile de selecție [1]), care arată ce tranziții sînt posibile între diversele nivele, în cazul cînd numărul cuantic magnetic nu se schimbă ($\triangle m_J = 0$, componentele π)

Tabela 1

Starea	L	S	J	g_J	m_J	$g_J m_J$
$3^2S_{1/2}$	0	1/2	1/2	2	1/2,—1/2	1,—1
$3^2P_{1/2}$	1	1/2	1/2	2/3	1/2,—1/2	1/3,—1/3
$3^2P_{3/2}$	1	1/2	3/2	4/3	1/2,—3/2	2,2/3,—2/3
					—1/2,—3/2	—2

sau se schimbă cu 1 ($\triangle m_J = \pm 1$, componentele σ). În cazul efectului longitudinal, rămîn numai componentele σ ($\Delta m_J = \pm 1$), și ele sînt polarizate circular.

Să trecem acum la studiul efectului normal. Dacă cîmpul magnetic exterior devine *puternic* și „rupe" cuplajul dintre vectorii $\vec{L}$ și $\vec{S}$, numărul cuantic J își pierde sensul și vectorii $\vec{L}$ și $\vec{S}$ efectuează în mod independent precesii în jurul cîmpului magnetic. Proiecțiile acestor vectori pe direcția cîmpului sînt date de numerele cuantice magnetice orbitale m_L și m_S. Energia suplimentară în cîmpul magnetic va avea, în locul lui (2.27), următoarea formulă ($g_L = 1$ și $g_S = 2$):

$$\Delta E_H = \Delta E_L + \Delta E_S = (m_L + 2m_S)\,\mu_B H,$$

și, de aceea, în virtutea formulelor (2.23) și (1.2a), avem

$$\triangle \nu = (\triangle m_L + 2\triangle m_S)\,\nu_H. \qquad (2.29)$$

[1]) Trebuie să observăm aici că aceste reguli de selecție nu sînt absolute. Ele sînt valabile numai pentru radiația dipolară electrică a atomului. Alături de această radiație însă, mai există încă radiațiile electrică cuadrupolară, magnetică dipolară etc. cărora le corespund tranziții din cele „interzise" de către regulile dipolare simple de selecție. Radiația electrică dipolară este numai cea mai probabilă și ei îi corespund linii spectrale de intensitate maximă.

Regulile de selecţie sînt, în acest caz, următoarele: $\Delta m_L = 0, \pm 1$, $\Delta m_S = 0$; de aceea, relaţia (2.29) ne dă numai trei posibilităţi:

$$\Delta\nu = 0\,,\ \pm\nu_H,$$

adică efectul Zeeman normal clasic. Trebuie observat că fenomenul magnetooptic al lui Zeeman a servit mereu, în cursul

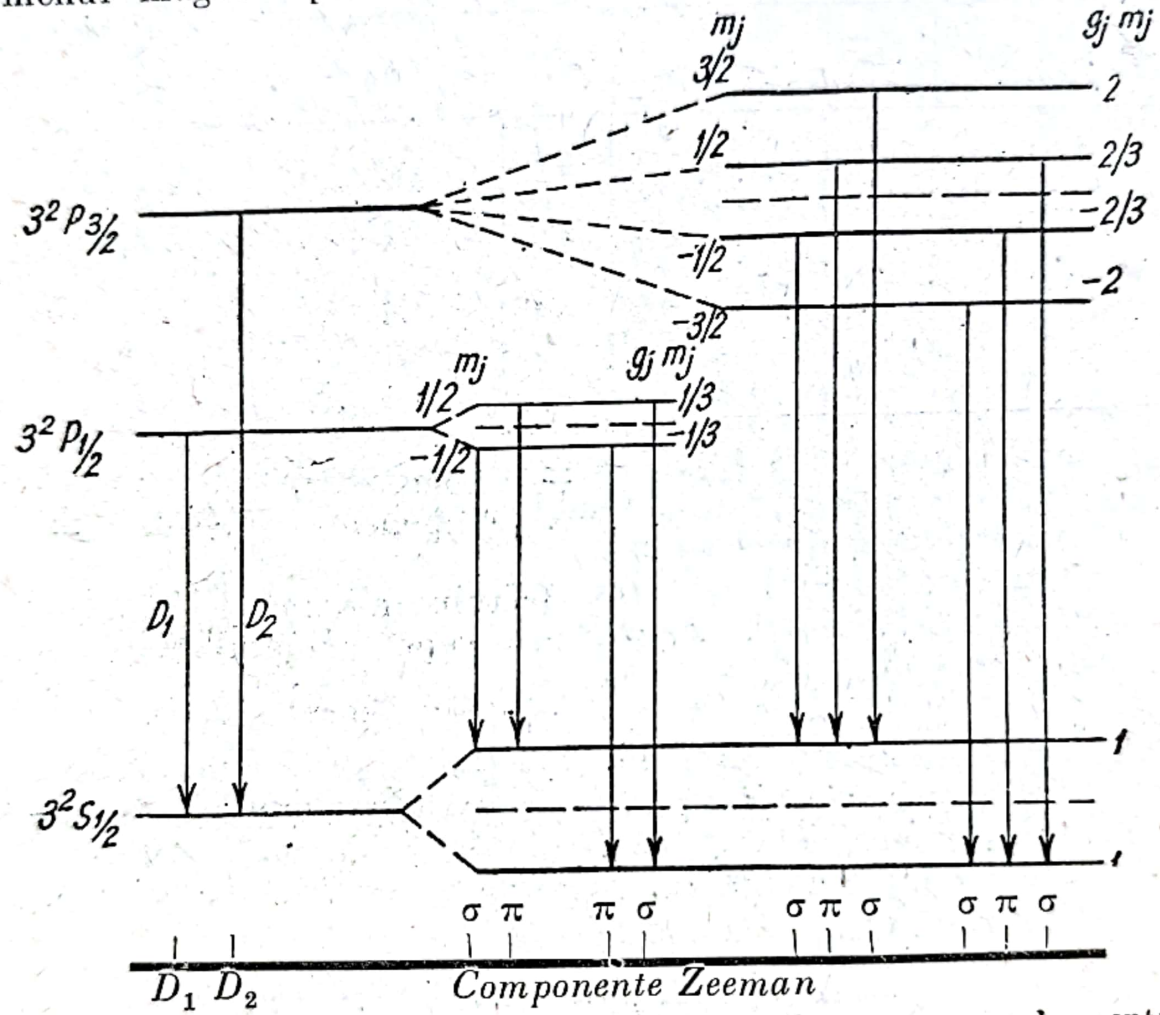


Fig. 9. Schema nivelelor şi tranziţiilor în efectul Zeeman anomal, pentru dubletul fundamental al liniei D a spectrului de linii al atomului de sodiu.

întregii dezvoltări a fizicii electronice, şi pînă în zilele noastre, ca un criteriu experimental puternic pentru dezvoltarea corectă a interpretărilor ei teoretice.

Stern [10] a propus o nouă metodă de determinare precisă a momentelor magnetice la atomi, care se reduce la echilibrarea acţiunii forţei de gravitaţie a unui fascicul molecular foarte lung, cu ajutorul unei forţe magnetice îndreptate împotriva for-

ței de gravitație. Acest lucru se poate realiza, de exemplu, cu ajutorul cîmpului magnetic neuniform al unui curent care circulă într-un conductor întins exact sub fasciculul molecular, paralel cu direcția mișcării lui. Este ușor de văzut că condiția de egalitate a forțelor, raportată la o moleculă-gram de substanță cercetată, are forma

$$N\mu \frac{\partial H}{\partial z} = NMg,$$

unde N este numărul lui Avogadro, M masa atomului, g accelerația forței de gravitație, z direcția verticalei. Deoarece g, N, M și $\partial H/\partial z$ pot fi cunoscute cu mare precizie, devine posibilă determinarea foarte precisă a magnetonului molar $N\mu = Ne\hbar/2mc$, dacă, de pildă, momentul magnetic rezultant al atomului este produs numai de spinul unui singur electron de valență. Pe de altă parte, numărul lui Faraday $F = Ne$ și viteza luminii c sînt cunoscute, de asemenea, foarte precis, și de aceea metoda de față ne dă posibilitatea să determinăm precis raportul $\hbar/m$.

În încheierea acestui paragraf, mai menționăm că, afară de studiul proprietăților magnetice ale atomilor în stare izolat, cînd interacțiunea dintre diverși atomi sau dintre diverse molecule este cu siguranță mică (fascicule moleculare, spectre atomice), se pune și problema studiului momentelor magnetice ale învelișurilor electronice ale atomilor în corpuri solide și lichide. Deși aici se poate vorbi, în mod riguros, numai de magnetismul unui colectiv de atomi ai fazei condensate, se pot totuși obține, și în acest caz, unele informații asupra proprietăților magnetice „individuale“ ale atomilor separați. În particular, experiențele cunoscute asupra efectului giromagnetic în corpuri feromagnetice (v. mai departe §§ 13 și 16) au permis să se stabilească că, practic, în toate corpurile feromagnetice cunoscute, purtătorii magnetismului sînt spinii electronici. Folosind metoda rezonanței magnetice (v. mai amănunțit § 3), este posibil să determinăm nu numai factorii g ai lui Landé, ci și momentele mecanice și magnetice ale atomilor în corpuri solide și lichide (Arkadiev, Doriman , Rabi, Zavoiski, Gorter și alții).

Astfel, Zavoiski [11] (v. și lucrarea de sinteză [18]) a determinat în sărurile paramagnetice $MnSO_4 \cdot 3H_2O$ și $CuCl_2 \cdot 2H_2O$ spinii ionilor Mn^{++} și Cu^{++}, care au fost găsiți egali cu $\sqrt{\frac{5}{2}\left(\frac{5}{2}+1\right)}\,\hbar$ și $\sqrt{\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}+1\right)}\,\hbar$. Factorul lui Landé a fost

găsit egal cu 1,96, în primul caz, și, prin urmare, momentul magnetic este $\mu = 4{,}90\,\mu_B$. Experiențele lui Zavoiski au constituit prima demonstrație directă a cuantificării spațiale a spinului atomic într-un corp solid.

§ 3. MAGNETISMUL NUCLEONILOR (AL PROTONILOR ȘI AL NEUTRONILOR) ȘI NUCLEELOR ATOMICE [1])

Particulele elementare grele — protonii și neutronii (sau cum sînt numiți astăzi cu un singur termen: nucleonii) — precum și nucleele atomice formate din ele[2]) au momente magnetice proprii. De aceea, se poate vorbi de un „magnetism nuclear". Momentele magnetice ale nucleonilor și ale nucleelor complexe sînt însă, în medie, de 1000 de ori mai mici decît momentul magnetic de spin sau momentul magnetic orbital al învelișului electronic al atomului. În virtutea acestui fapt, magnetismul nuclear se manifestă în fenomene mult mai fine ale lumii atomice (de pildă, în structura hiperfină a liniilor spectrale) și necesită, pentru punerea sa în evidență și pentru studiul său, utilizarea unor metode experimentale complicate.

Cu toate acestea, succesele dezvoltării tehnicii experimentale moderne în fizică sînt atît de mari, încît s-au putut nu numai pune în evidență, dar și *măsura* cu mare precizie momentele magnetice ale nucleonilor individuali și ale nucleelor complexe.

Prin analogie cu proprietățile magnetice ale electronului, s-ar părea, la prima vedere, că protonul, ca particulă elementară încărcată pozitiv, al cărei spin este $\frac{\sqrt{3}}{2}\hbar$, ar trebui să aibă un moment magnetic de spin $\frac{e\hbar}{Mc}\cdot\frac{\sqrt{3}}{2}$, unde M este masa protonului, de 1836,5 ori mai mare decît masa electronului. Prin urmare, în magnetismul nuclear, rolul momentului magnetic elementar ar trebui să-l joace proiecția momentului magnetic al protonului pe direcția cîmpului magnetic exterior, dată de relația

$$\mu_{\text{nucl}} = \frac{e\hbar}{2\,Mc} = \frac{1}{1836{,}5}\,\mu_B. \qquad (3.1)$$

[1]) O foarte bună expunere modernă a problemelor legate de proprietățile magnetice ale nucleelor se poate găsi în cartea lui I. G. Dorfman [29].

[2]) Ideea structurii protono-neutronice a nucleelor atomice aparține savantului sovietic D. D. Ivanenko (1932).

Scanned with OKEN Scanner

Mărimea μ_{nucl} se numeşte magneton nuclear; acesta este de 1836,5 ori mai mic decît magnetonul Bohr; aceasta este cauza valorii mici a magnetismului nuclear, în comparaţie cu magnetismul învelişului electronic.

În ceea ce priveşte neutronul, care este o particulă lipsită de sarcină electrică, s-ar părea că trebuie să admitem în mod firesc că el nu are moment magnetic.

În realitate, experienţa ne-a dat cu totul alte rezultate. Măsurătorile au arătat că momentul magnetic al protonului μ_p este aproape de trei ori mai mare decît magnetonul nuclear[1]):

$$\mu_p = (2{,}79255 \pm 0{,}00010)\, \mu_{nucl}, \tag{3.2}$$

iar momentul magnetic al neutronului este diferit de 0 şi egal cu

$$\mu_n = -(1{,}91280 \pm 0{,}00009)\, \mu_{nucl}. \tag{3.3}$$

O asemenea discordanţă între nişte ipoteze naturale şi experienţă, în încercarea de a explica natura magnetismului nuclear, duce, chiar de la început, la dificultăţi neîntîlnite în studiul proprietăţilor magnetice ale învelişului electronic [12]. Teoria modernă a nucleului atomic se găseşte încă în stadiul iniţial al dezvoltării sale şi este încă departe de a fi perfectă; totuşi, ea ne permite să înţelegem calitativ cauza divergenţei aparente dintre ipotezele noastre teoretice cu privire la momentele magnetice ale nucleonilor şi datele experimentale. În adevăr, independent de interacţiunea electromagnetică dintre sarcinile electrice ale nucleonilor, între nucleoni mai acţionează forţe nucleare puternice, de natură neelectromagnetică. După cum interacţiunea electromagnetică dintre sarcini poate fi reprezentată ca rezultat al unui „schimb“ de cuante de radiaţie electromagnetică (fotoni) între sarcinile în interacţiune, adică ca rezultat al unor emisii şi absorbţiei de fotoni între particule, tot astfel interacţiunea nucleară specifică a nucleonilor poate fi reprezentată ca un „schimb“ de particule de natură specială — mezoni — între nucleonii în interacţiune [2]).

---

[1]) Datele cu privire la momentele magnetice ale nucleelor sînt citate după lucrarea lui Mack [43].

[2]) Ideea transportului interacţiunii nucleare prin particule a fost emisă pentru prima dată de I. E. Tamm şi D. D. Ivanenko (1934).

Spre deosebire de fotoni, a căror masă de repaus este egală cu 0 și care nu au sarcină electrică, mezonii au o masă de repaus finită (de circa 200 mase electronice) și o sarcină electrică elementară pozitivă sau negativă[1]). Se poate spune că nucleonii, ca urmare a emisiei și absorbției continue de mezoni, creează în jurul lor un cîmp mezonic caracteristic, după cum sarcinile electrice creează în jurul lor un cîmp electromagnetic ca urmare a unei emisii și absorbții analoge de fotoni. În acest caz, un proton, de exemplu, emițînd un mezon încărcat pozitiv sau absorbind un mezon încărcat negativ, se transformă într-un neutron. Dimpotrivă, un neutron, absorbind un mezon încărcat pozitiv sau emițînd un mezon încărcat negativ, se transformă într-un proton. Prin urmare, nucleonii puși în evidență experimental, fie ca protoni, fie ca neutroni, se transformă continuu unii în ceilalți, însă nucleonii puși în evidență ca protoni se află o mare parte din timp în stare de protoni, iar cei puși în evidență ca neutroni, în stare de neutroni. Deoarece procesul de schimb de mezoni nu are loc instantaneu, ci necesită un anumit timp, în nucleu apar permanent, la intervale relativ scurte, mezoni cu spinul aproape de 10 ori mai mare decît al nucleonilor și, de aceea, momentul magnetic rezultant al protonului este mai mare decît magnetonul nuclear, iar la neutroni, exclusiv pe seama cîmpului mezonic, apare un moment magnetic negativ. În adevăr, din compararea valorilor experimentale ale momentelor magnetice ale protonului (3.2) și neutronului (3.3), se vede că diferența dintre valorile lor absolute este foarte apropiată de un magneton nuclear și că sînt de semn contrar [2]).

Trecînd la examinarea proprietăților magnetice ale nucleelor mai complexe, situația este mai complicată decît în cazul învelișului electronic. În tabela II, se dau spinii și momentele magnetice ale unor nuclee și ale unei serii de izotopi.

---

[1]) Considerațiile teoretice bine fundate cu privire la existența mezonilor lipsiți de sarcină (neutretto) au căpătat recent o confirmare experimentală directă [30].

[2]) Este foarte posibil ca procesele acestei cvasi dezintegrări a nucleonilor să se producă pe o cale mai complicată. De pildă, mezonii „emiși" pot să se dezintegreze, la rîndul lor, într-un electron (pozitron) și un neutrino. Schema calitativă dată mai sus nu se schimbă prin aceasta. Recent, experiența a confirmat valabilitatea (cel puțin, sub aspect calitativ) concepțiilor teoretice despre caracterul de „schimb" al forțelor nucleare între proton și neutron. V., de exemplu, [31].

Scanned with OKEN Scanner

Din datele tabelei II, se vede că, pentru spinul nucleelor, este valabilă regula simplă a aditivității, în timp ce momentele magnetice ale nucleelor sînt, evident, neaditive. Chiar în cel mai simplu nucleu complex, deutonul (nucleul atomului de hidrogen greu), format dintr-un proton și un neutron, cu numărul cuantic de spin egal cu 1 (ceeace ne arată că orientarea momentului mecanic al protonului și al neutronului în nucleul de deuteriu este paralelă,, momentul magnetic rezultant nu este exact egal cu suma algebrică a momentelor magnetice ale protonului și neutronului. Introducînd valorile numerice, obținem

$$\mu_{H_1^2} - (\mu_p + \mu_n) = -\,0{,}022396\ \mu_{\text{nucl}}.$$

Precizia măsurătorilor garantează o precizie a valorilor mai mare de 0,0001, adică mai puțin de 0,5% din diferența observată.

Tabela II

Valorile numărului cuantic de spin I și ale proiecțiilor momentului magnetic al nucleelor atomice pentru cîțiva izotopi[1])

Nucleul	I	μ_I (în unități μ_{nucl})	Nucleul	I	μ_I (în unități μ_{nucl})
n_0^1	1/2	−1,91280±0,00009	K_{19}^{40}	4	−1,291±0,004
H_1^1	1/2	+2,79255±0,00010	Ga_{31}^{69}	3/2	+2,0167±0,0011
H_1^2	1	+0,857354±0,00009	Ga_{31}^{71}	3/2	+2,5614±0,0010
Li_3^6	1	+0,82189±0,00004	Rb_{37}^{85}	5/2	+1,3532±0,0004
Li_3^7	3/2	+3,25586±0,00011	Rb_{37}^{87}	3/2	+2,7501±0,0005
B_5^{10}	3	+1,8004±0,0007	In_{40}^{113}	9/2	+5,486±0,003
B_5^{11}	3/2	+2,68858±0,00028	In_{49}^{115}	9/2	+5,500±0,003
C_6^{13}	1/2	+0,70225±0,00014	Cs_{55}^{133}	7/2	+2,5771±0,0001
N_7^{14}	1	+0,40365±0,00003	Ba_{56}^{135}	3/2	+0,837±0,003
N_7^{15}	1/2	−0,28299±0,0003	Ba_{56}^{137}	3/2	+0,9351±0,0027
F_9^{19}	1/2	+2,6285±0,0007	Bi_{83}^{209}	9/2	+4,1
Na_{11}^{23}	3/2	+2,21711±0,00025	He_2^4	0	0
Al_{13}^{27}	5/2	+3,6408±0,004	C_6^{12}	0	0
Cl_{17}^{35}	3/2	+0,82191±0,0022	O_8^{16}	0	0
Cl_{17}^{37}	3/2	+0,68414±0,00024	S_{16}^{32}	0	0
K_{19}^{39}	3/2	+0,391±0,001	Se_{34}^{80}	0	0

[1]) Informații mai amănunțite se pot găsi în monografia lui Mack [43]

Faptul că, de exemplu, în cazul nucleelor ușoare, numerele cuantice de spin nu sînt mai mari de 3/2 ne permite să presupunem că nucleonii, la fel ca și electronii din învelișul atomic, formează „pături" complete de spin nul și de moment magnetic nul. Exemple de nuclee cu asemenea „pături" complete sînt date la sfîrșitul tabelei II. Spinul nucleului este rezultatul compunerii numai a spinilor unui număr mic de nucleoni, care nu au intrat în păturile complete[1]). Astfel, se poate presupune că, în nucleele He_2^4, C_6^{12}, O_8^{16} etc. cu $I = 0$, toți nucleonii intră în păturile complete, iar în nucleul N_7^{14}, șase neutroni și șase protoni formează pături complete, iar neutronul al șaptelea și protonul al șaptelea dau spinul rezultant al nucleului $I = 1$. Momentul magnetic al acestui nucleu nu este, însă, egal cu momentul magnetic al neutronului, pentru care I este de asemenea egal cu 1, ci reprezintă numai 0,40365 μ_{nucl}.

Această absență a aditivității momentelor magnetice în nucleele complexe este explicată, de exemplu, de Frenkel [13] prin aceeași cauză ca și valoarea anomală a momentelor magnetice ale nucleonilor individuali, adică prin cîmpul mezonic al nucleonilor în nuclee și, posibil, prin efectele relativiste din interacțiunea nucleonilor.

In cazul nucleelor mai grele, numărul cuantic de spin poate atinge valori mai mari. De exemplu, la izotopii indiului In^{113} și In^{115}, $I = 9/2$ și valorile momentelor magnetice sînt respectiv mari: 5,486 μ_{nucl} și 5,500 μ_{nucl}.

Cum a atras atenția Frenkel [13], valoarea relativ mică a spinului și a momentului magnetic al nucleelor atomice ne permite să facem o analogie între magnetismul nuclear și paramagnetismul metalelor alcaline la care, datorită condițiilor impuse de principiul lui Pauli (care fac ca „păturile" să fie complete), spinul rezultant al colectivului de electroni de conductibilitate, în absența excitării (la 0°K și la $H = 0$), este întotdeauna egal cu 0. Apariția spinului la nuclee este comparată de Frenkel cu existența unui spin rezultant diferit de zero și a unui moment magnetic diferit de zero la atomii elementelor de tranziție, la care păturile interioare ale învelișului electronic sînt necomple-

[1]) Spre deosebire de cazul învelișului electronic al atomului, toate aceste considerații au un caracter cu totul calitativ în cazul nucleelor, din cauza interacțiunii foarte puternice dintre nucleoni.

tate, sau chiar cu magnetizarea spontană a corpurilor feromagnetice.

Teoria cantitativă modernă a forţelor nucleare (teoria mezonică) se găseşte încă într-un stadiu de dezvoltare atît de imperfect, încît nu există, deocamdată, posibilitatea de a face un calcul precis al momentelor magnetice ale nucleonilor şi ale nucleelor şi mai complexe[1]).

Să trecem acum la *metodele experimentale* pentru determinarea spinului şi a momentului magnetic de spin la nucleoni şi la nucleele atomice complexe. În primul rînd, trebuie să indicăm fenomenul *structurii hiperfine a liniilor spectrale* în spectrele atomice, descoperit pentru prima dată de fizicienii sovietici Dobreţov şi Terenin [14], încă în anul 1928. Ei au arătat că liniile individuale, chiar în structura fină (§ 2) a spectrului, reprezintă în realitate un ansamblu de mai multe linii diferite, cu frecvenţe foarte apropiate. Dubletul de sodiu (linia D), studiat de ei, are, între cele două linii ale structurii fine, o distanţă egală cu 6 Å (în scara lungimilor de undă), iar distanţele dintre liniile individuale ale structurii hiperfine sînt egale cu 0,0021 Å pentru linia $\lambda = 5890$ Å şi 0,023 Å pentru linia $\lambda = 5896$ Å, adică valori de sute şi mii de ori mai mici decît 6 Å.

Cercetările ulterioare au arătat (v. de exemplu, [15]) că se pot distinge două tipuri de structură hiperfină. În primul caz, toate liniile spectrului au un număr egal de componente. Cauza apariţiei structurii hiperfine este, aici, existenţa a doi sau mai mulţi izotopi stabili ai elementului respectiv[2]), deoarece deosebirea între masele nucleelor izotopilor schimbă puţin energia stărilor staţionare ale învelişului electronic al atomilor.

Al doilea tip este caracterizat prin prezenţa unui număr diferit de componente pentru diferitele linii ale spectrului, ceeace nu poate fi explicat prin deplasarea izotopică, cu atît mai mult cu cît acest tip de structură hiperfină se observă şi în spectrele atomilor care au numai un singur izotop stabil (de pildă, în cazul bismutului). În cazul de faţă, structura hiperfină poate fi explicată numai dacă ţinem seama de existenţa spinului nuclear şi a momentului magnetic nuclear corespunzător care, interac-

[1]) Despre relaţiile empirice privitoare la magnetismul nucleelor, vezi mai amănunţit cap. VI al cărţii lui I. G. Dorfman [29].

[2]) Cu ajutorul unei asemenea deplasări „izotopice" a tuturor liniilor seriei Balmer în spectrul hidrogenului, a fost descoperit izotopul greu al hidrogenului, deuteriul.

ționînd cu momentele magnetice ale învelișului electronic, produc scindarea nivelelor energetice ale învelișului atomic. Prin urmare, formula (2.17) trebuie precizată și momentul cinetic total $\vec{F}$ al atomului este egal cu suma dintre momentul total $\vec{J}$ al învelișului electronic și momentul rezultant $\vec{I}$ al nucleului:

$$\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}. \tag{3.4}$$

Conform regulilor de cuantificare spațială, numărul cuantic

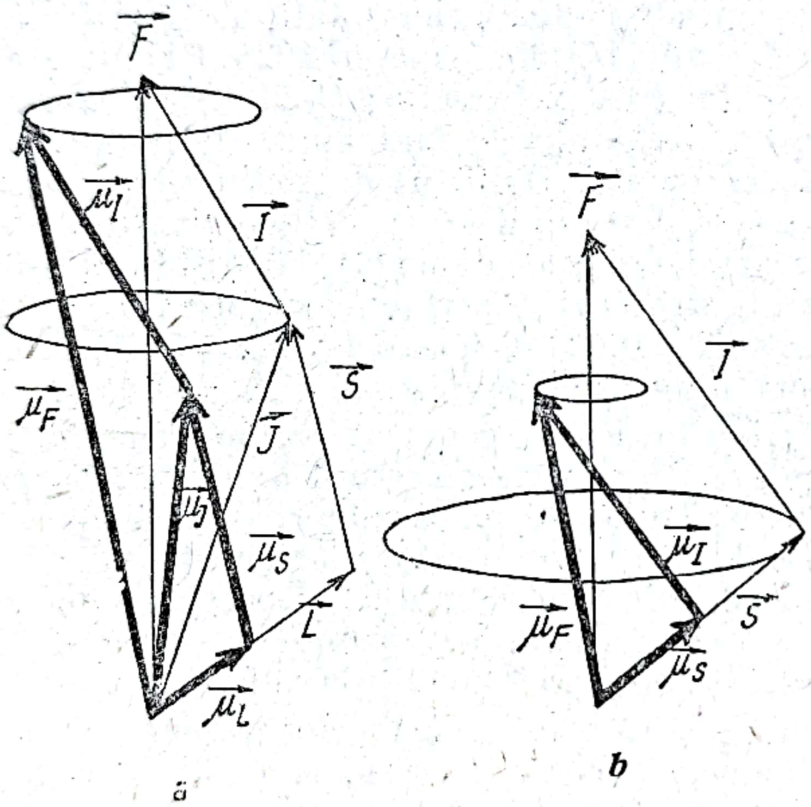


Fig. 10. Modelul vectorial al unui atom cu moment nuclear:
a —cazul învelișului electronic avînd momentele orbital (L) și de spin (S) diferite de zero; *b* — cazul învelișului electronic cu un singur electron în starea *s* ($L = 0$). Scara pentru μ_I este mărită aproximativ de 10^3 ori.

total al momentului mecanic F al atomului ia următoarele valori posibile:

$$F = J + I\ ,\quad J + I - 1, \ldots, J - I. \tag{3.5}$$

Prin urmare, nivelele energetice ale electronilor se despică în $2J + 1$ (dacă $I > J$) sau în $2I + 1$ (dacă $J > I$) subnivele (mul-

tiplet) cu o energie întrucîtva diferită, fapt care determină structura hiperfină. În fig. 10, sînt date două modele vectoriale de compunere a momentelor mecanice și magnetice ale învelișului electronic și ale nucleului atomic, pentru cazurile: a) cînd învelișul electronic are un moment orbital și un moment de spin, b) cînd învelișul electronic are numai moment de spin (starea s cu $L=0$). Din fig. 10, se vede că, în virtutea anomaliei giromagnetice a spinului, momentul magnetic rezultant μ_F al atomului nu este paralel cu momentul mecanic rezultant $\vec{F}$, în jurul căruia el efectuează o precesie. Pentru valori date ale numerelor cuantice unghiulare ale învelișului J și ale nucleului I, numărul cuantic unghiular F al întregului atom are, în conformitate cu (3.5), un șir de valori posibile, fiecăreia corespunzîndu-i o valoare proprie a energiei. Se poate spune că învelișul electronic produce în centrul nucleului un cîmp magnetic eficace $\vec{H}_{el}$, paralel cu vectorul $\vec{J}$. De aceea, energia de interacțiune a momentului magnetic nuclear μ_I cu acest cîmp este

$$\Delta E_{\text{s.h.f.}}^{1}) = \mu_I H_{el} \cos(\vec{I}, \vec{J}),$$

unde

$$\cos(\vec{I}, \vec{J}) = \frac{F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)}{2\sqrt{I(I+1)\,J(J+1)}}, \quad \mu_I = g_I \sqrt{I(I+1)}\,\mu_{\text{nucl}}.$$

În modul acesta,

$$\Delta E_{\text{s.h.f.}} = \frac{\mu_{\text{nucl}} H_{el}\, g_I}{2\sqrt{J(J+1)}} [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)], \quad (3.6)$$

unde pentru I și J dați, F este dat de șirul de valori (3.5).

Diferența energiilor (3.6), pentru I și J dați, ne dă mărimea scindării structurii hiperfine. Este ușor de văzut aici că raportul distanțelor între seria de subnivele ale structurii hiperfine, caracterizate prin numerele cuantice $F, F+1, F+2, \ldots$, va depinde numai de numărul cuantic F, și anume, cum rezultă din (3.6), aceste raporturi sînt $(F+1):(F+2):(F+3):\ldots$ Același lucru este valabil pentru raporturile dintre aceste intervale, exprimate prin numerele de undă (sau frecvențele) componentelor structurii hiperfine, adică:

$$\Delta\nu_1 : \Delta\nu_2 : \Delta\nu_3 : \ldots = (F+1) : (F+2) : (F+3) : \ldots$$

În afară de această regulă a intervalelor, putem obține și regula intensităților, care ne dă raporturile dintre intensitățile diver-

[1]) s.h.f. — structura hiperfină.

selor componente ale structurii hiperfine în funcţie de numărul cuantic F. Cu ajutorul acestor două reguli, putem determina, pe baza datelor spectroscopice experimentale, numărul cuantic de spin I al nucleului (v. [15]).

Acest lucru este însă insuficient pentru determinarea factorului lui Landé sau a momentelor *magnetice* ale nucleelor. Pentru aceasta, trebuie să folosim efectul Zeeman, adică să studiem scindarea componentelor structurii hiperfine a liniilor spectrale în cîmpuri magnetice exterioare. Aici, la fel ca în cazul învelişului electronic, trebuie să distingem două cazuri extreme: cazul cîmpurilor slabe şi cazul cîmpurilor intense.

a) **Cîmp slab**. Trebuie să considerăm ca fiind cîmpuri magnetice slabe acele cîmpuri în urma aplicării cărora momentele cinetice $\vec{I}$ al nucleului şi $\vec{J}$ al învelişului electronic sînt încă cuplate puternic. De aceea, suma lor $\vec{F}$ se comportă rigid în cîmpul magnetic exterior. Numerele cuantice pentru proiecţiile vectorului $\vec{F}$ pe direcţia cîmpului sînt, în acest caz, următoarele:

$$m_F = F, F-1, \ldots, -F+1, -F. \tag{3.7}$$

Tranziţiile posibile între nivele sînt date de regulile de selecţie [1])

$$\Delta m_F = 0, \pm 1. \tag{3.8}$$

În fig. 11, se dă ca exemplu scindarea structurii hiperfine a termenului $^2S_{1/2}$ (adică a nivelului cu $L = 0$, $S = 1/2$) într-un cîmp magnetic slab; totodată, s-a luat $I = 3/2$. Din cele 6 componente σ posibile (v. § 2), care corespund tranziţiilor cu $\Delta m_F = \pm 1$, se observă, în realitate, numai patru, întrucît tranziţiile $1 \to 0$, $0 \to 1$ şi $1 \to -1$, $-1 \to 0$ se confundă două cîte două într-o singură linie (în fig. 11, *b*, se arată că aceste linii au intensitatea dublă). Tranziţiilor cu $\Delta m_F = 0$ le corespund trei componente π ale structurii hiperfine.

În analogie cu (2.27), variaţia de energie a nivelului cu numărul cuantic F, în cîmpul exterior H, va fi

$$\Delta E_H = m_F g_F \mu_B H. \tag{3.9}$$

Valoarea factorului lui Landé g_F al întregului atom poate fi exprimată prin intermediul factorilor Landé al învelişului g_J şi

[1]) Pentru radiaţia electrică dipolară.

al nucleului g_I. În adevăr, momentul magnetic al întregului atom $\sqrt{F(F+1)}\, g_I \mu_B$ se compune din momentul magnetic al învelişului $\sqrt{J(J+1)}\, g_J \mu_B$ şi din momentul magnetic al nucleului $\sqrt{I(I+1)}\, g_I \frac{\mu_B}{1836{,}5}$ (v.3.1), adică

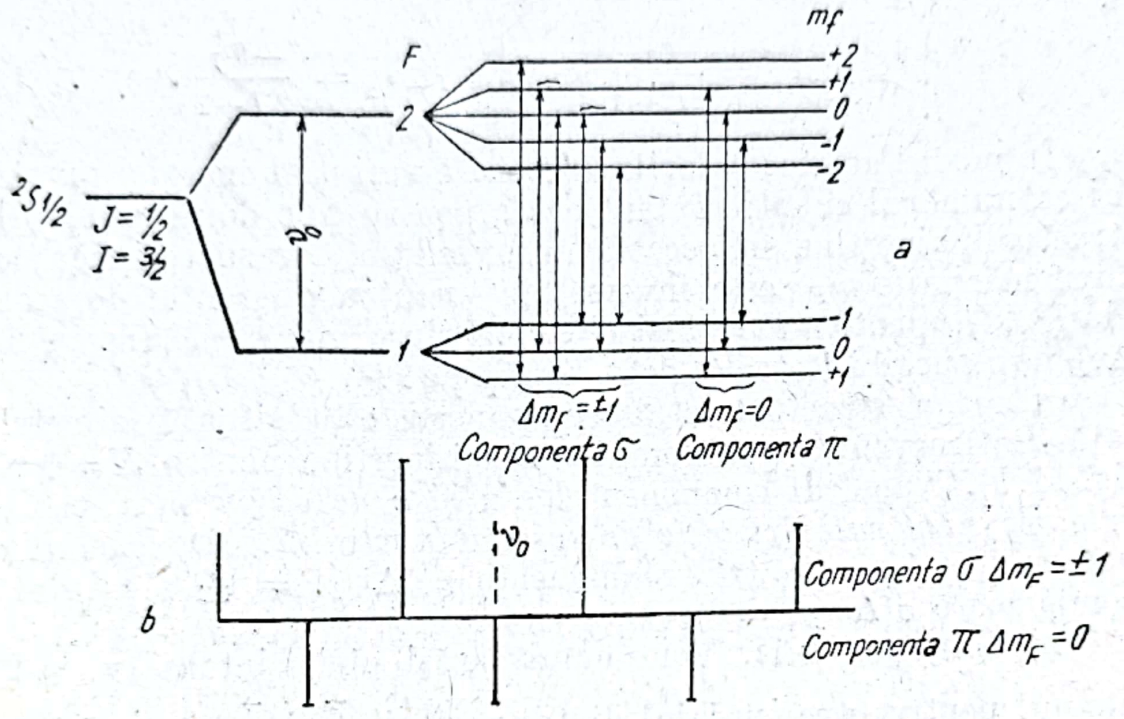


Fig. 11. Scindarea structurii hiperfine a termenului $^2S_{1/2}$ într-un cîmp magnetic slab cu $I = 3/2$: a — schema nivelelor şi a tranziţiilor; b — intensităţile şi poziţia componentelor π şi σ.

$$\sqrt{F(F+1)}\, g_F \mu_B = \left[\sqrt{J(J+1)}\, g_J \cos(\vec{J}, \vec{F}) + \sqrt{I(I+1)}\, g_I \cos(\vec{I}, \vec{F}) \frac{1}{1836{,}5}\right] \mu_B.$$

Înlocuind, prin analogie cu (2.19a), $\cos(\vec{J}, \vec{F})$ şi $\cos(\vec{I}, \vec{F})$ prin valorile lor cuantice, obţinem

$$g_F = g_J \frac{F(F+1)+J(J+1)-I(I+1)}{2F(F+1)} + \frac{g_I}{1836{,}5} \cdot \frac{F(F+1)+I(I+1)-J(J+1)}{2F(F+I)}. \quad (3.10)$$

Dacă, în (3.10), neglijăm termenul al doilea din membrul doi, din cauza factorului mic 1/1836,5, atunci, în cazul particular al nivelului $^2S_{1/2}$ considerat, avem

$$g_{F=I+1/2} = \frac{g_J}{2I+1}, \quad g_{F=I-1/2} = \frac{-g_J}{2I+1}. \qquad (3.11)$$

În modul acesta, valorile (3.9) ale variației energiei nivelului cu numărul cuantic F sînt egale pentru cele două nivele ale structurii hiperfine în această aproximație, iar succesiunea lor după mărimile m_F este inversă, în virtutea diferenței de semn din (3.11), pentru $F = 2$ și $F = 1$. Prin urmare, măsurarea lui $\Delta\nu_H$ ne dă posibilitatea să determinăm pe I.

Intreaga structură a descompunerii este situată simetric față de frecvența ν_0 a componentei hiperfine pentru $H = 0$ (v. fig. 11, *b*). Numărul componentelor π și σ *ne dă în mod univoc valoarea numărului cuantic de spin al nucleului*. De exemplu, pentru $I = 1$ avem trei componente π ($\Delta m_F = \pm 1$) și două componente $\sigma(\Delta m_F = 0)$.

b) Cîmp puternic. Vom numi iarăși cîmp intens (v. § 2) cîmpul pentru care cuplajul dintre vectorii $\vec{I}$ și $\vec{J}$ este anihilat. Amîndoi acești vectori efectuează mișcări de precesie independente în jurul direcției cîmpului magnetic $\vec{H}$. În acest caz, în locul unui singur număr cuantic total m_F, apar două numere cuantice separate m_I și m_J, și nu mai are sens să vorbim de subnivelele structurii hiperfine, date de valorile respective ale lui F (v. fig. 11, *a*), și de scindarea lor. De aceea, energia nivelelor Zeeman trebuie socotită nu de la nivelele structurii hiperfine inițiale, ci de la centrul de greutate energetic E_S al întregului sistem al multipletului. Așadar, pentru fiecare din nivelele Zeeman (pentru I și J dați), avem

$$E = E_S + g_J m_J \mu_B H + g_I m_I \frac{\mu_B}{1836,5} H + A m_I m_J. \qquad (3.12)$$

Al doilea termen din membrul doi al formulei (3.12) reprezintă energia momentului magnetic al învelișului, iar al treilea, energia momentului magnetic al nucleului în cîmpul exterior. Cu toate că, în cazul cîmpurilor intense, cuplajul „rigid" dintre vectorii $\vec{I}$ și $\vec{J}$ este complet „rupt" și ei efectuează mișcări de precesie în jurul direcției cîmpului în mod independent, totuși,

între nucleu și înveliș există o interacțiune magnetică, determinată de valoarea medie a cosinusului unghiului format de vectorii $\vec{I}$ și $\vec{J}$:

$$\sqrt{I(I+1)J(J+1)}\cos(\vec{I},\vec{J}) =$$

$$= \sqrt{I(I+1)J(J+1)}\cos(\vec{I},\vec{H})\cos(\vec{J},\vec{H}) = m_I m_J.$$

Acest fapt este luat în considerare de ultimul termen al formulei (3.12), care ne dă energia medie de interacțiune între nucleu și înveliș. Coeficientul A depinde de numerele cuantice I și J și, în cazul particular al stării $^2S_{1/2}$, este de forma $A = \dfrac{h\nu_0}{I + \dfrac{1}{2}}$.

În fig. 12, este reprezentată schema scindării nivelelor energetice ale aceluiași termen $^2S_{1/2}$ într-un cîmp intens pentru

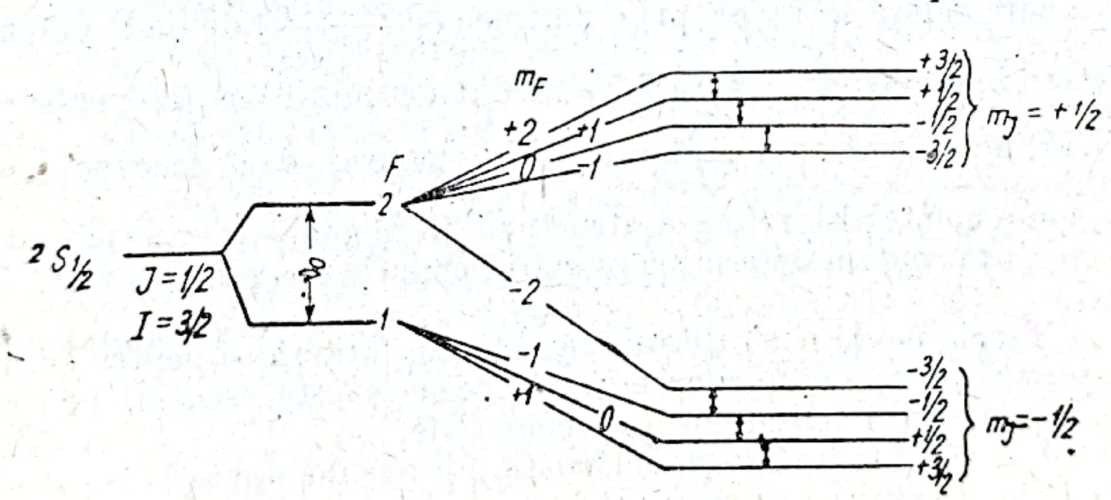


Fig. 12. Scindarea structurii hiperfine a termenului $^2S_{1/2}$ într-un cîmp magnetic intens ($I = 3/2$) și tranzițiile cu $\Delta m_I = \pm 1$ și $\Delta m_J = 0$

$I = 3/2$. Regulile de selecție sînt, în cazul de față, următoarele: $\Delta m_I = \pm 1$, $\Delta m_J = 0$ sau $\Delta m_I = 0$, $\Delta m_J = \pm 1$. După cum vom vedea în cele ce urmează, pentru determinarea momentelor magnetice ale nucleelor, se folosesc tranzițiile corespunzătoare primului grup de reguli de selecție, reprezentate în fig. 12.

Formula (3.12), pentru $\Delta m_J = 0$, ne dă următoarele valori ale frecvențelor Zeeman:

$$\nu = \frac{\nu_0}{I + \frac{1}{2}} m_J \Delta m_I + \frac{\mu_B}{1836{,}5} \frac{H g_I \Delta m_I}{h}. \tag{3.13}$$

Pentru $\Delta m_I = \pm 1$ și $m_J = \pm {}^1/_2$ avem,

$$\nu = \frac{\nu_0}{2I + 1} \pm \frac{\mu_B}{1836{,}5} \frac{H g_I}{h}. \tag{3.14}$$

Spre deosebire de cazul cîmpului slab, aici joacă un rol esențial și termenul de interacțiune dintre momentul nuclear și cîmpul exterior. De exemplu, pentru $H = 6000$ oersted și $g_I = 2$ termenul al doilea din (3.14) este egal cu $\sim 1 \cdot 10^7$ s^{-1}, iar primul, pentru $I = 3/2$, este egal aproximativ cu $20 \cdot 10^7$. s^{-1}

Din (3.14), se vede că frecvențele tranzițiilor cu $\Delta m_J = 0$, $\Delta m_I = \pm 1$, în cîmpuri puternice, tind către două valori care diferă între ele prin mărimea $\frac{2\mu_B}{1836{,}5} \frac{Hg_I}{h}$, de unde putem determina mărimea căutată g_I. Media aritmetică a frecvențelor (3.14) ne dă valoarea $\frac{\nu_0}{2I+1}$ și, prin urmare, dacă frecvența ν_0 a componentei hiperfine a structurii (fără cîmp magnetic) este cunoscută, putem determina numărul cuantic de spin I al nucleului.

Teoria ne dă posibilitatea să obținem formule și pentru cazul intermediar al cîmpurilor *mijlocii*, ceea ce este esențial pentru interpretarea rezultatelor experimentale.

Cazul cel mai simplu de structură hiperfină apare la un atom la care învelișul electronic nu are, în genere, nici un moment mecanic sau magnetic (nivelul ${}^1S_0$). Atunci, întregul magnetism al atomului este determinat de efectul magnetic mic al nucleului. Într-un cîmp magnetic exterior, nivelul ${}^1S_0$ se va scinda în $2I + 1$ subnivele, situate la egală distanță între ele. Mărimea acestei scindări, pentru orice valoare a cîmpului magnetic exterior H, este dată de energia

$$\Delta E = \mu_I H \cos(\vec{I}, \vec{H}) = \mu_I H \frac{m_I}{\sqrt{I(I+1)}}. \tag{3.15}$$

Regula de selecţie este, în cazul de faţă: $\Delta m_I = \pm 1$ şi, prin urmare, frecvenţa tranziţiei între nivelele multipletului structurii hiperfine este

$$\nu_H = \frac{\mu_I H}{h \sqrt{I(I+1)}} = \frac{g_I H}{h} \mu_{\text{nucl}}. \qquad (3.16)$$

În conformitate cu (3.16), mărimea ν_H, pentru $g_I \sim 2$ şi $H = 1000$ oersted, este de ordinul a $10^6 s^{-1}$ şi lungimea de undă corespunzătoare este $\lambda \sim 10^2$ m. După terminologia clasică, această frecvenţă este, pur şi simplu, frecvenţa Larmor a spinului nuclear şi este situată în domeniul frecvenţelor de radio.

Prin urmare, măsurarea frecvenţei (3.16) ne dă posibilitatea să determinăm factorul g_I al nucleului. Însă, asemenea cazuri simple sînt puţine. Chiar dacă ele există, aceasta se constată în special la izotopi cu numărul atomic par şi cu numărul de masă par, care nu au spin şi moment magnetic nuclear (v., de exemplu, tabela II).

Un obiect comod pentru măsurători sînt moleculele la care starea electronică fundamentală nu are moment magnetic (starea $^1\Sigma_0$). În acest caz, magnetismul moleculei este determinat de momentele magnetice ale nucleelor şi, posibil, de momentul magnetic al stărilor de rotaţie ale moleculei; acestea din urmă, însă, pot să lipsească în stările normale.

Să trecem acum la examinarea altor metode experimentale de determinare a spinilor nucleari şi a momentelor magnetice nucleare. La început, metodele experimentale de determinare a momentelor magnetice nucleare s-au dezvoltat în direcţia perfecţionării metodei *devierii fasciculelor moleculare* într-un cîmp magnetic neomogen [1]. Însă, un progres real în această problemă a fost atins abia o dată cu dezvoltarea aşa-numitei *metode de rezonanţă magnetică*. Încă în anul 1922, Einstein şi Ehrenfest [17] au arătat că schimbarea orientării momentelor magnetice ale atomilor sub acţiunea cîmpului magnetic trebuie să fie însoţită de o emisie de unde electromagnetice cu frecvenţe de ordinul celor de radio (v. şi [18]). Pe baza acestor consideraţii, I. G. Dorfman [19] a prevăzut efectul „fotomagnetic", care constă în schimbarea stării magnetice a corpurilor paramagnetice sau feromagnetice sub acţiunea unei radiaţii cu frecvenţe din domeniul radio. Dorfman a arătat, de asemenea, că absorbţia selectivă a radioun-

[1] V., de exemplu [16]. O descriere critică amănunţită a acestor metode se găseşte în capitolul III, § 1—3 ale cărţii lui I. G. Dorfman [29].

delor în corpurile feromagnetice, descoperită și studiată amănunțit de V. K. Arkadiev [20] și de școala lui, poate fi explicată, cel puțin parțial, prin efectul fotomagnetic.

Majorana și, apoi, Gorter [21] au analizat teoretic problema influenței cîmpurilor magnetice de radiofrecvență asupra atomilor aflați într-un cîmp magnetic. Ideea — emisă pentru prima dată de I. G. Dorfman — de a folosi cîmpurile de radiofrecvență pentru măsurarea momentelor magnetice ale atomilor în fasciculele atomice, a fost realizată în cunoscutele lucrări ale lui Rabi (v., de pildă, lucrările de sinteză [16]). În ultimul timp, dezvoltarea acestei metode a dat posibilitatea să se determine momentele nucleare, nu numai în fasciculele moleculare, ci și în substanțe în fază condensată [11, 18, 22].

Metoda de rezonanță magnetică se reduce la realizarea rezonanței între frecvența de precesie a momentului magnetic nuclear în jurul direcției unui cîmp magnetic constant și frecvența unui cîmp magnetic *de radiofrecvență*, suprapus peste cel constant. În acest caz, se studiază direct tranzițiile atomului între nivelele structurii hiperfine a unui multiplet *dat* și nu tranzițiile între nivelele structurii hiperfine a unor multipleți diferiți, care se observă în cercetarea spectroscopică obișnuită. După cum se știe, lungimile de undă corespunzătoare tranzițiilor între nivelele Zeeman ale structurii hiperfine a unui multiplet sînt cuprinse în intervalul $1-10^4$ cm [v., de exemplu, (3.16)]. Această radiație are caracterul unei radiații dipolare *magnetice*. Ideea lui Rabi constă în a observa această emisie, nu în starea „naturală", cînd intensitatea ei este extrem de mică (din cauza probabilității mici a radiației dipolare magnetice), ci atunci cînd ea este provocată artificial de un cîmp variabil exterior, a cărui frecvență se alege egală cu frecvența tranzițiilor între nivelele Zeeman ale structurii hiperfine. În cazul cel mai simplu, frecvența precesiei momentului nuclear în jurul direcției cîmpului magnetic exterior este dată de formula (3.16). Determinînd-o pe baza rezonanței observate experimental, se obține valoarea factorului nuclear al lui Landé g_I.

Pentru justificarea acestei metode, prezintă o mare importanță rezolvarea problemei: ce se întîmplă cu un fascicul cuantificat spațial, dacă el este lăsat să treacă din nou printr-un alt cîmp magnetic. Va avea loc oare o „recuantificare" spațială sau atomii vor efectua, ca și înainte, numai o precesie în jurul direcției cîmpului, păstrîndu-și starea inițială? Această problemă a fost analizată de o serie de cercetători [27], care au

arătat că, dacă trecerea dintr-un cîmp într-altul se face adiabatic, atomii care efectuează mișcări de precesie în primul cîmp, vor efectua mișcări de precesie și în al doilea cîmp. În cazul unei treceri neadiabatice însă, cînd timpul în decursul căruia cîmpul își schimbă sensul este de același ordin de mărime sau mai mic decît perioada precesiei Larmor, se va produce o reorientare a unui anumit număr de atomi. Rezultatele tuturor experiențelor executate prin metoda de rezonanță magnetică confirmă această concluzie. Astăzi, s-au elaborat o serie de metode optice pentru studiul spectrelor magnetice de radiofrecvență ale nucleelor atomice.

O aplicație deosebit de largă a căpătat metoda care utilizează fasciculele moleculare. În fig. 13, este arătată schema principială a instalației experimentale pentru determinarea lui g_I prin metoda rezonanței magnetice, cu ajutorul fasciculelor moleculare. Fasciculul îngust de molecule sau atomi, delimitat cu ajutorul unor diafragme, care sînt emiși din cuptorul O, aflat la o temperatură constantă, trece între polii magnetului A și ajunge în spațiul dintre magneții A și B; aici există încă o diagramă cu fantă S, iar după polii magnetului B, se găsește receptorul D (o placă fotografică, o cameră de ionizare etc.). Orificiul cuptorului O, fanta S și receptorul D se găsesc pe aceeași dreaptă, care coincide cu direcția fasciculului în absența cîmpului magnetic deviator. Magneții A și B creează cîmpuri magnetice puternic neuniforme în lungul axei z ($\partial H/\partial z \neq 0$), pînă la 10^5 oersted/cm. Aceste cîmpuri au orientări paralele, iar gradienții lor sînt antiparaleli, așa cum se arată prin săgeți în fig. 13. Moleculele cu moment magnetic diferit de 0 vor fi deviate în sensul gradientului cîmpului, dacă proiecția momentului pe axa z este pozitivă ($\mu_z > 0$) și în sens invers gradientului, dacă proiecția momentului pe această axă este negativă ($\mu_z < 0$). Moleculele care părăsesc cuptorul O în lungul direcției OSD (cu unghiul $\alpha = 0$) vor fi deviate de la linia OSD, dacă momentul lor nu este nul și viteza lor v nu este prea mare, într-o parte sau alta și nu vor cădea pe fanta S. Moleculele care părăsesc cuptorul sub un alt unghi față de linia OSD ($\alpha \neq 0$) pot să ajungă exact în fanta S, datorită devierii în cîmpul magnetic neuniform. În general, pentru o moleculă cu μ_z și v dați, se poate găsi un unghi inițial α, pentru care molecula să treacă prin fanta S (v. fig. 13). Potrivit formulei (1.4), forța care deviază moleculele într-un cîmp neuniform este egală cu $\sim \mu_z(\partial H/\partial z)$. Fasciculul de molecule care a fost deviat de la direcția lui inițială

de cîmpul magnetic A și a trecut prin fanta S nu ar ajunge, în absența magnetului B, la receptorul D, ci ar fi deviat față de acesta cu distanța

$$d_A = \mu_z \left(\frac{\partial H}{\partial z} \right)_A \frac{\beta_A}{2Mv^2},$$

unde M este masa moleculei, iar β_A un factor dependent de geometria aparaturii. În virtutea faptului că gradientul cîmpului

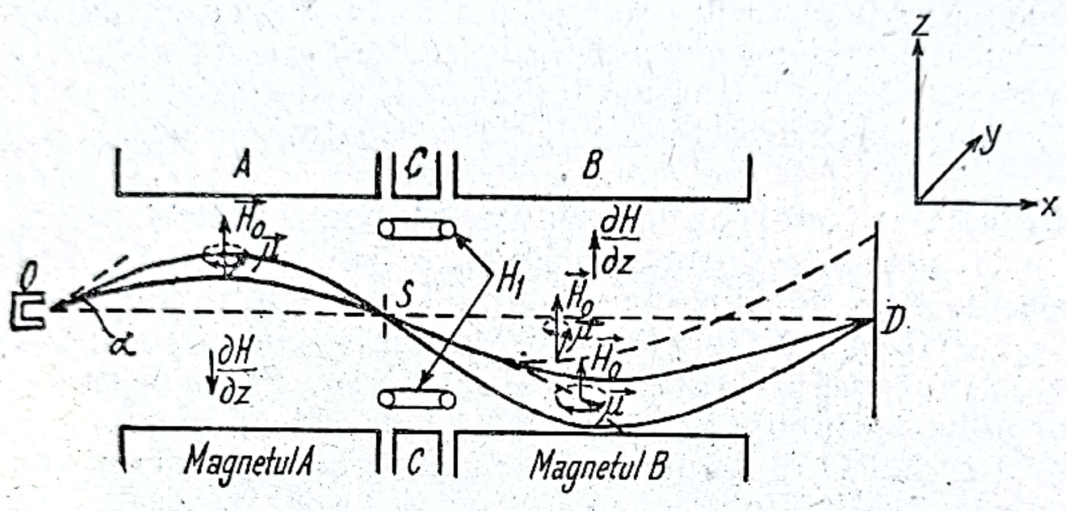


Fig. 13. Schema de principiu a instalației pentru determinarea momentelor magnetice nucleare prin metoda de rezonanță magnetică.

magnetului B este antiparalel cu gradientul cîmpului magnetului A, fasciculul molecular suferă, în cîmpul magnetului B, o deviere opusă devierii în cîmpul magnetului A. Dacă, prin trecerea moleculei din cîmpul magnetului A în cîmpul magnetului B, μ_z nu se schimbă, deplasarea fasciculului față de receptorul D, produsă de cîmpul magnetului B, va fi

$$d_B = \mu_z \left(\frac{\partial H}{\partial z} \right)_B \frac{\beta_B}{2Mv^2}$$

și opusă ca semn cu d_A. De aceea, dacă valorile absolute ale devierilor d_A și d_B sînt egale, moleculele fasciculului sînt „focalizate" în receptorul D. Această focalizare, la μ_z dat, nu depinde de viteza moleculelor și nu necesită decît satisfacerea egalității

$$\beta_A \left(\frac{\partial H}{\partial z} \right)_A = \beta_B \left(\frac{\partial H}{\partial z} \right)_B,$$

care poate fi ușor realizată printr-o modificare adecvată a dimensiunilor aparaturii și a gradienților cîmpurilor magnetice. S-a

găsit experimental că numărul de molecule care nimeresc în receptor în absența cîmpurilor este practic același ca și în prezența lor.

Să așezăm acum, în spațiul dintre fanta S și magnetul B, un mic magnet C (v. fig. 13), care produce un cîmp magnetic uniform H_0, paralel cu cîmpurile H_A și H_B. În același spațiu, creăm, perpendicular pe H_0, un cîmp magnetic alternativ H_1 de radiofrecvență cu ajutorul a doi conductori paraleli, așezați între piesele polare ale magnetului C. Moleculele cu μ_z dat, ajungînd în cîmpul magnetic H_0, încep să efectueze o mișcare de precesie în jurul direcției lui, cu frecvența Larmor (3.16). Dacă frecvența cîmpului H_1 coincide cu una dintre frecvențele permise (conform regulilor de selecție indicate mai sus pentru radiația dipolară magnetică) ale tranzițiilor între termenii Zeeman ai structurii hiperfine, atunci tranzițiile corespunzătoare pot avea loc. Ca rezultat al unei asemenea tranziții induse de cîmpul H_1, componența μ_z a momentului magnetic al moleculei se va schimba și, intrînd în cîmpul magnetic neuniform H_B, molecula va fi deviată cu distanța d_B', de data aceasta alta (mai mare sau mai mică) decît d_B. Egalitatea cu devierea d_A, valabilă pentru $H_1 = 0$, nu va mai avea loc și numărul de particule care intră în receptorul D se va micșora în comparație cu numărul de particule care ajung la receptor pentru $H_1 = 0$.

Fixînd cîmpul H_0 și studiind variația intensității fasciculului molecular care nimerește în receptorul D în funcție de frecvența f a cîmpului magnetic H, găsim frecvența $f_{\min}$ la care intensitatea este minimă („minimul de rezonanță"). Conform celor expuse mai sus, frecvența $f_{\min}$ coincide cu una dintre frecvențele Zeeman ale structurii hiperfine a spectrului moleculei, la un cîmp H_0 dat. Invers, putem fixa frecvența f a cîmpului magnetic H_1 și varia intensitatea cîmpului constant H_0, căutînd să obținem rezonanța prin variația frecvențelor Larmor ale moleculei, pînă la coincidența lor cu frecvența exterioară f. În fig. 14, este arătat un minim de rezonanță tipic, obținut pentru un fascicul de molecule de clorură de litiu LiCl în starea $^1\Sigma_0$, prin alegerea cîmpului constant H_0 la o frecvență dată a cîmpului H_1 de radiofrecvență dată. Substituind în (3.16), în locul lui ν, valoarea $f_{\min}$ găsită experimental și rezolvînd (3.16) în raport cu g_I, obținem

$$g_I = \frac{4\pi Mc}{l} \frac{f_{\min}}{H_0}. \qquad (3.17)$$

În tabela III, sînt date, după lucrările [16], raporturile valorilor experimentale $f_{\min}/H_0$, obținute în diverse experiențe

(diferiți H_0 și f și molecule de diferite tipuri) de determinare a factorului nuclear al lui Landé pentru nucleul izotopului de litiu Li^7. Rezultatele măsurătorilor diferă cu mai puțin de 0,5%, ceea ce indică precizia mare a metodei.

Cu cea mai mare grijă, au fost efectuate măsurătorile momentelor magnetice ale protonului și deutonului (v. [16]); ele nu diferă însă principial de schema expusă mai sus.

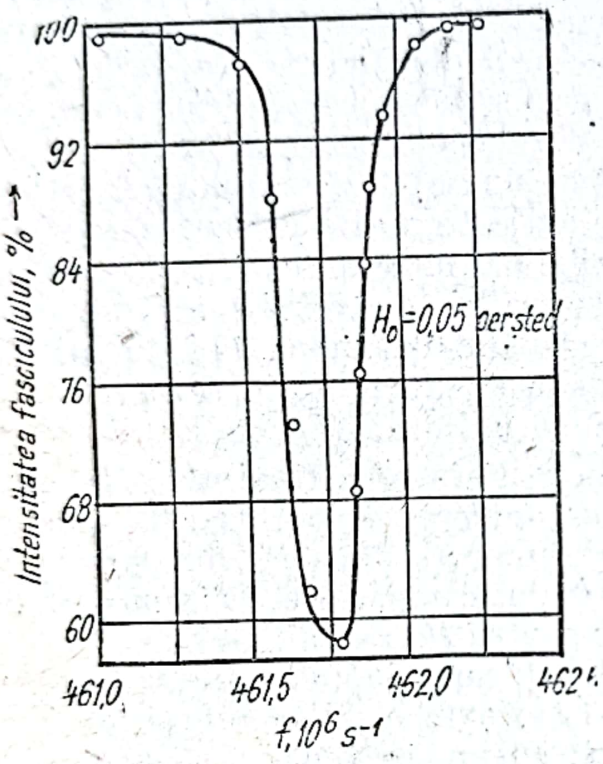


Fig. 14. Dependența intensității unui fascicul atomic (atomi K^{39}) care intră în receptor, de frecvența f a cîmpului magnetic variabil H_1 [36].

În ultimul timp, au fost efectuate experiențe de determinare a momentelor magnetice ale protonului și deutonului cu ajutorul metodei magnetice de radiofrecvență, dar, de data aceasta, nu în fascicule moleculare, ci în probe solide sau lichide[1]). Această metodă este analogă cu metoda lui V. K. Arkadiev [20] și E. K. Zavoiski [11][2]). În această metodă, se studiază absorbția de rezonanță a energiei electromagnetice a unui cîmp de radiofrecvență de către o anumită substanță, așezată într-un cîmp de magnetizare constant H_0. Perpendicular pe cîmpul H_0, se suprapune un cîmp alternativ slab $H_1 \cos \omega t$ ($H_1 \ll H_0$). Dacă frecvența ω a acestui cîmp este apropiată de frecvența Larmor a nucleului cu momentul magnetic μ, determinată din relația

$$\hbar \omega_0 = 2 \mu H_0,$$

atunci cîmpul de radiofrecvență va provoca tranzițiile nucleelor din unele stări în altele, care diferă prin valoarea proiecției momentului magnetic al nucleului pe direcția cîmpului constant.

[1]) V. [22, 23], precum și capitolul V, § 2 și 3 din cartea lui I. G. Dorfman (29).

[2]) V. și [32].

Datorită faptului că nivelul de energie minimă este „ocupat“ la maximum, sistemul de nuclee ale substanţei va absorbi energia

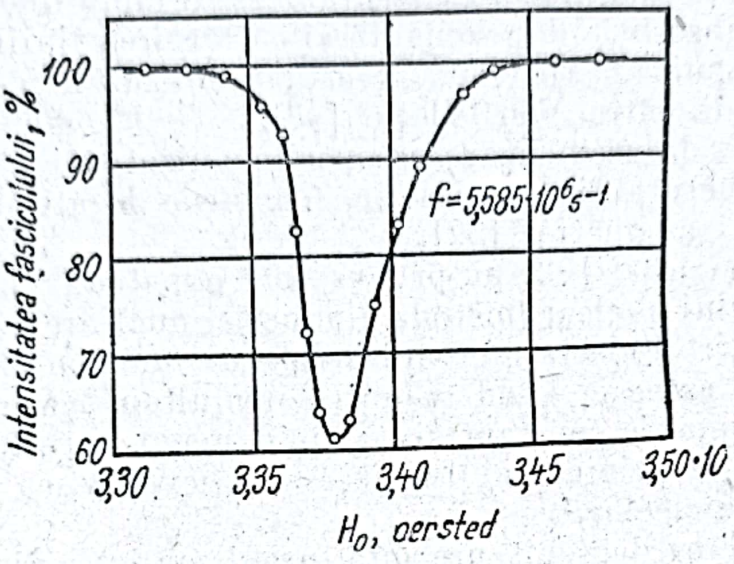


Fig. 15. Dependenţa intensităţii fasciculului molecular care intră în receptor (molecule de LiCl în starea fundamentală $^1\Sigma_0$) de intensitatea cîmpului magnetic constant H_0 [37].

cîmpului de radiofrecvenţă. Datorită interacţiunii magnetice între nucleele substanţei, asupra lor acţionează cîmpul interior efectiv. Ordinul de mărime al acestui cîmp este dat de formula

$$\frac{\mu}{a^3},$$

Tabela III

Valorile raportul f_{min}/H_0 la determinarea factorului Landé g_I al nucleului Li^7, obţinute cu fascicule moleculare

Tipul moleculei	f_{min}, $10s^{-1}$	H_0, oersted	$\frac{f_{min}}{H_0}$
LiCl	5,611	3399	1651
	6,587	3992	1650
	2,113	1278	1654
Li^7—Li^7	3,084	1879	1652
LiF	5,621	3401	1653

unde a este distanța dintre nucleele vecine ale corpului. Este ușor de văzut că mărimea cîmpului eficace este de ordinul a 10 oerstedt. Este evident că existența acestui cîmp duce la lărgirea liniilor de absorbție de rezonanță și că lărgirea liniilor va fi de ordinul cîmpului. Teoretic, această problemă a fost cercetată amănunțit de către Van Vleck [33].

Au fost, de asemenea, descoperite anizotropia efectului descris și structura fină a liniilor, fenomene legate de detaliile interacțiunii magnetice [32].

Bloch și alții [22] au propus încă o metodă pentru studiul magnetismului nuclear (metoda „inducției nucleare"), constînd în măsurarea forței electromotoare induse de momentele magnetice nucleare în precesie, cînd se aplică simultan corpului studiat un cîmp magnetic constant și un cîmp magnetic alternativ perpendicular pe primul, avînd aceeași frecvență ca și precesia Larmor a nucleelor.[1])

Un interes deosebit prezintă problema determinării *momentului magnetic* μ_n *al neutronului*. Măsurarea directă a momentului magnetic într-un fascicul de neutroni liberi este legată de mari dificultăți tehnice, din cauza imposibilității de a obține un fascicul îngust bine delimitat. De aceea, a fost propusă [24] o altă metodă de determinare a lui μ_n. Fasciculul de neutroni, trecînd printr-o substanță oarecare, suferă o difuzie, din cauza interacțiunii neutronilor cu nucleele atomilor din substanță („difuzia nucleară"). În cazul neutronilor rapizi (a căror energie este mult mai mare decît kT). acest tip de difuzie este dominant.

Pentru neutronii lenți (de viteze termice), alături de difuzia nucleară, începe să joace un rol egal difuzia determinată de interacțiunea momentului magnetic al neutronului cu cîmpul magnetic al învelișului atomic. Această difuzie „magnetică" va da un efect maxim, dacă momentele magnetice ale atomilor substanței sînt orientate într-un singur sens, situație care există, de exemplu, în corpurile feromagnetice. Dacă notăm cu σ_0 secțiunea eficace transversală pentru difuzia nucleară, iar cu p raportul dintre secțiunea eficace transversală a difuziei magnetice și a celei nucleare, atunci, după cum au arătat calculele [24, 25], secțiunea eficace totală pentru neutron este $\sigma_0(1+p)$ sau $\sigma_0(1-p)$, după cum spinul neutronului este paralel ($m_I = +1/2$) sau antiparalel ($m_I = -1/2$) cu orientarea magnetizării substanței difu-

[1]) Cu privire la amănuntele acestei metode, v. cap. II, § 5 și cap. V, § 3 din cartea lui I. G. Dorfman [29].

zante, pe care o vom considera ca fiind îndreptată după axa z Se presupune că învelişul electronic acţionează asupra neutronului ca un dipol magnetic[1]); în acest caz, după cum au arătat experienţele, mărimea p s-a găsit egală aproximativ cu 0,1.

Să presupunem acum că un fascicul de neutroni intens şi nepolarizat, îndreptat după axa x, cade sub un unghi drept pe o

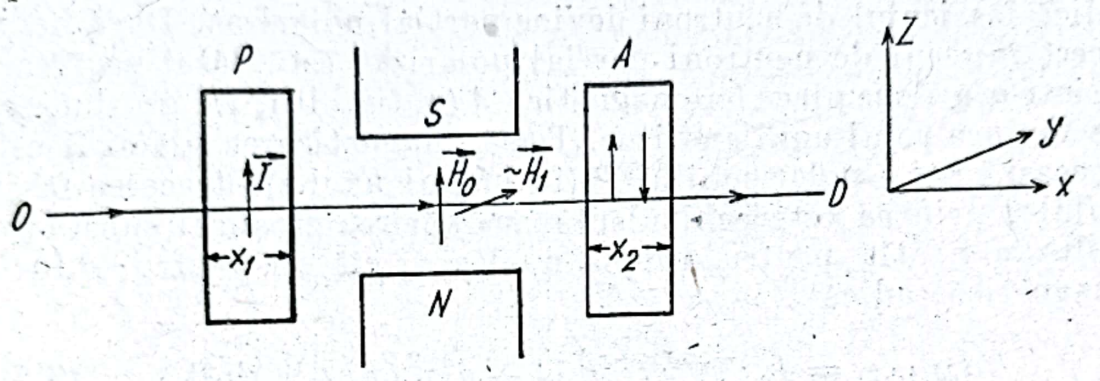


Fig. 16. Schema de principiu a instalaţiei pentru măsurarea momentului magnetic al neutronului.

placă feromagnetică plan-paralelă P de grosime x_1, magnetizată în lungul axei z (fig. 16). Să presupunem că intensitatea fasciculului incident este egală cu I_0. Atunci, în virtutea faptului că, în fasciculul nepolarizat, jumătate din neutroni au $m_I = \frac{1}{2}$, iar cealaltă jumătate, $m_I = -\frac{1}{2}$, intensitatea fasciculului, după trecerea prin placa magnetizată, va fi următoarea:

$$I_M = \frac{1}{2} I_0 \left[e^{-nx_1\sigma_0(1+p)} + e^{-nx_1\sigma_0(1-p)} \right] \sim$$

$$\sim I_0 e^{-nx_1\sigma_0}(1 + n^2\sigma_0^2 x_1^2 p^2), \qquad (3.18)$$

unde n este numărul centrelor de difuzie în unitatea de volum (se presupune că $p \ll 1$). Dacă placa P ar fi fost nemagnetizată, intensitatea fasciculului care o traversează ar fi fost

$$I_{HM} = I_0 e^{-nx_1\sigma_0}. \qquad (3.19)$$

În modul acesta, difuzia magnetică măreşte întrucîtva transparenţa plăcii magnetizate P pentru neutroni ($I_{HM} < I_M$). Placa magnetizată joacă rolul unui polarizor, deoarece numărul

[1]) O analiză amănunţită şi completă a interacţiunilor şi o critică a unor concluzii greşite din lucrarea lui Bloch [24] sînt date de A. B. Migdal, în [25].

$N_{1/2}$ de neutroni cu $m_I = 1/2$, după trecerea prin placa P. devine mai mic decît numărul $N_{-1/2}$ de neutroni cu $m_I = -1/2$, și anume, din (3.18), rezultă că

$$\frac{N_{1/2}}{N_{-1/2}} \sim 1 - 2\, n x_1 \sigma_0 p, \tag{3.20}$$

adică fasciculul de neutroni devine parțial polarizat. Dacă acum acest fascicul de neutroni parțial polarizat este lăsat să treacă printr-o a doua placă feromagnetică A (v. fig. 16), de grosime x_2, ea va juca rolul unui analizor. Dacă magnetizarea plăcii A este aceeași ca și a polarizorului P (în lungul axei z), trecerea fasciculului prin ea este echivalentă cu mărirea grosimii substanței difuzante, atît pentru difuzia nucleară, cît și pentru difuzia magnetică, adică

$$I_{M(1+2)} = I_0\, e^{-n\sigma_0(x_1+x_2)}\,[1 + n^2\sigma_0^2\,(x_1 + x_2)^2 p^2]. \tag{3.21}$$

Dacă însă analizorul A este magnetizat antiparalel față de polarizorul P (în sensul contrar axei z), acțiunea plăcii A pentru difuzia nucleară este, ca și înainte, echivalentă cu o mărire a grosimii, iar pentru difuzia magnetică, grosimea x_2 trebuie să figureze în (3. 21) cu semnul schimbat față de x_1, adică

$$I_{M(1-2)} = I_0\, e^{-n\sigma_0(x_1+x_2)}\,[(1 + n^2\sigma_0^2\,(x_1 - x_2)^2 p^2)]. \tag{3.22}$$

Dacă se folosește metoda rezonanței magnetice pentru determinarea momentului magnetic al neutronului [26], în spațiul dintre polarizorul P și analizorul A (v. fig. 16) se creează un cîmp magnetic constant H_0, orientat în lungul axei z, și un cîmp alternativ de radiofrecvență H_1, perpendicular pe el, îndreptat în lungul axei y. Neutronii din fasciculul parțial polarizat, de intensitatea I_M, care au traversat polarizorul P, vor efectua o precesie în jurul direcției cîmpului H_0. Numărul de „nivele Zeeman" pentru neutroni este egal numai cu doi (deoarece $m_I = \pm 1/2$), și între ele este posibilă numai o singură tranziție.

Sub acțiunea cîmpului magnetic alternativ H_1 de frecvență

$$\nu = \frac{\mu_n H_0}{h\sqrt{\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}+1\right)}},$$

în fasciculul de neutroni care se mișcă în cîmpul H_0, vor fi induse tranziții între cele două „nivele Zeeman". Numărul acestor tranzi-

ției este determinat de intensitatea cîmpului magnetic H_1 și de probabilitatea $W_{1/2,-1/2}$ a acestei tranziții. Ca rezultat, o anumită fracțiune a neutronilor din fascicul își schimbă valoarea m_I în cea opusă și numerele $N_{+1/2}$ și $N_{-1/2}$ se schimbă. În virtutea difuziei ulterioare în analizorul A, intensitatea I a fasciculului de neutroni care ajunge în receptorul D va fi mai mică decît intensitatea $I_{(H_1=0)}$, corespunzătoare lui $H_1 = 0$, adică $I' = I_{(H_1=0)} - \Delta I$. Probabilitatea ca neutronii să treacă, în timpul t, din starea cu $m_I = +1/2$ în starea cu $m_I = -1/2$, este dată [27] de formula

$$W_{1/2,-1/2} = \frac{\nu^2 \sin^2 \vartheta}{\nu^2 + \nu_H^2 - 2\nu\nu_H \cos\vartheta} \sin^2 \pi t \times \times [\nu^2 + \nu_H^2 - 2\nu\nu_H \cos\vartheta], \quad (3.23)$$

unde $\operatorname{tg}\vartheta = H_1/H_0$, ν este frecvența cîmpului H_1, ν_H frecvența Larmor a neutronului în cîmpul H_0, dată de formula (3.16). Din (3.23), se vede că probabilitatea $W_{1/2,-1/2}$ depinde de timp, adică de viteza cu care neutronul trece prin spațiul în care acționează cîmpul H_1. Deoarece fasciculul de neutroni este foarte neomogen în ceea ce privește vitezele, pătratul sinusului din (3.23) poate fi înlocuit cu valoarea lui medie, adică cu $1/2$ și, folosind faptul că, în experiență, avem întotdeauna $H_1 \ll H_0$, formula (3.23) poate fi înlocuită în mod aproximativ printr-una mai simplă:

$$\overline{W_{1/2,-1/2}}^t \approx \frac{1}{2} \frac{1}{1 + \left[2 \frac{H_0}{H_1}\left(1 - \frac{\nu_H}{\nu}\right)^2\right]}. \quad (3.24)$$

Din (3.24), se vede imediat că probabilitatea $\overline{W_{1/2,-1/2}}^t$ are un maxim, atunci cînd frecvența cîmpului H_1 coincide cu frecvența Larmor a neutronului ($\nu = \nu_H$). Rezonanța va fi cu atît mai ascuțită, cu cît raportul H_1/H_0 este mai mic.

Schema instalației experimentale pentru determinarea momentului magnetic al neutronului cu metoda de rezonanță este reprezentată în fig. 17. Fasciculul de neutroni se obține, fie în urma unei reacții nucleare (de pildă $Be^9 + D^2 = B^{10} + n^1$), prin iradierea unui preparat cu un fascicul de particule accelerate (protoni, deutoni) în acceleratorul A (ciclotron, sincrotron), fie dintr-un reactor nuclear. Blocul de parafină B (fig. 17) servește pentru încetinirea neutronilor pînă la viteze termice. Apoi, cu ajutorul

tubului de cadmiu Cd, care joacă rolul diafragmei, se extrage un fascicul îngust de neutroni lenți. Acest fascicul trece prin polarizorul C, magnetizat în planul figurii, perpendicular pe fascicul (în lungul axei z), și ajunge în cîmpul constant intens H_0 (~600 oersted), orientat în lungul axei z și care produce precesia momentelor neutronice. Tot aici, asupra neutronilor acționează cîmpul alternativ de radiofrecvență H_1 (~10 oersted), produs de un solenoid. Apoi, fasciculul trece prin analizorul D și ajunge, în

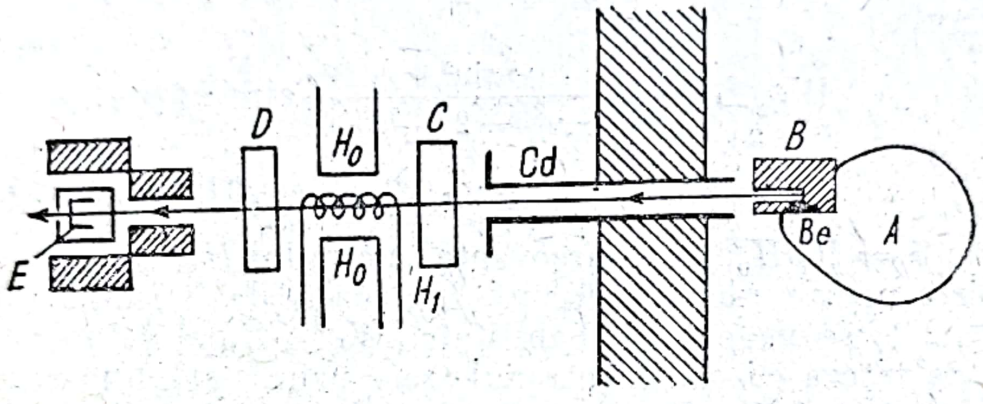


Fig. 17. Schema instalației experimentale pentru determinarea momentului magnetic al neutronului.

sfîrșit, în receptorul E, care are forma unei camere ecranate față de neutronii „străini" și umplute cu trifluorură de bor, în care se efectuează măsurarea intensității fasciculului de neutroni care a parcurs întreaga aparatură.

În fig. 18, este reprezentată o curbă tipică a minimului de rezonanță, obținut cu această instalație.

Aceste experiențe au fost folosite și pentru determinarea semnului momentului magnetic al neutronului [26], care, după cum era de așteptat, s-a dovedit negativ.

I.G. Dorfman [34] a atras atenția asupra faptului că, în corpurile solide reale, se poate observa paramagnetismul nuclear. Pentru aceasta, este necesar ca el să compenseze diamagnetismul învelișului electronic. În virtutea faptului că susceptibilitatea diamagnetică nu depinde de temperatură, iar susceptibilitatea paramagnetică crește foarte puternic cu micșorarea temperaturii, se poate produce, în unele substanțe, la temperaturile heliului lichid, fenomenul amintit[1]). B.G. Lazarev [35] a arătat experimen-

[1]) V. capitolul II, § 1 și capitolul III, § 4 din cartea lui I. G. Dorfman [29].

tal, pentru cazul hidrogenului solid, valabilitatea acestei prevederi teoretice a lui Dorfman. Datorită micimii frecvenței precesiei Larmor a nucleelor, diamagnetismul nuclear este aproximativ de 10^{13} ori mai mic decît diamagnetismul obișnuit al electronilor și, de aceea, importanța lui practică este neglijabilă.

În legătură cu magnetismul nuclear, Dorfman [28] a arătat just că metoda rezonanței magnetice, propusă de el și folosită astăzi atît de mult, ne dă posibilitatea să determinăm numai factorul nuclear al lui Landé g_I. Pentru a găsi momentul magnetic al nucleului, trebuie să determinăm în plus spinul nuclear, de pildă, din măsurători spectrale. În aceeași lucrare, Dorfman a propus o nouă variantă a metodei de rezonanță magnetică, care ne permite să determinăm dintr-o dată atît momentul magnetic cît și spinul nucleului. Principiul metodei constă în faptul că se utilizează măsurătorile susceptibilității magnetice suplimentare χ_n, determinată de orientarea spinilor nucleari într-un cîmp magnetic constant (susceptibilitatea χ_n este egală, ca ordin de mărime, cu 10^{-10} — 10^{-13}). În condițiile obișnuite, magnetismul nuclear este acoperit de magnetismul electronilor. Dacă însă, perpendicular pe cîmpul constant intens H_0, suprapunem un cîmp alternativ slab H_1 și alegem frecvența lui în rezonanță cu frecvența Larmor ν_H a spinilor nucleari, atunci putem elimina rolul nucleelor în susceptibilitatea paramagnetică a substanței. Dorfman a propus următoarea schemă principială pentru instalația experimentală [28].

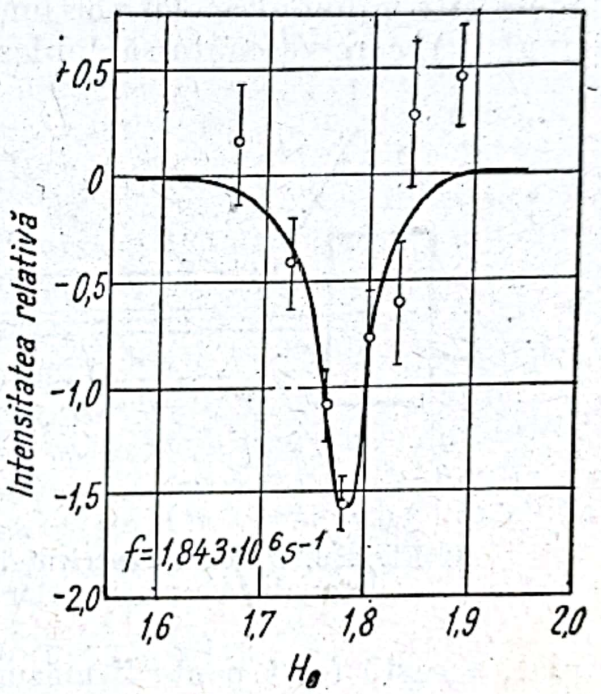


Fig. 18. Curba minimului de rezonanță pentru neutroni. Pe axa absciselor, este trecut H_0.

Substanța studiată se introduce în ampula AB, care se așază simetric între polii electromagnetului NS (fig. 19). Capetele acestei ampule (A și B) se găsesc într-un același cîmp neuniform. În virtutea simetriei cîmpului, ampula este în echilibru. Dacă

însă, la capătul A, producem un cîmp de radiofrecvență H_1, perpendicular pe H_0, momentele nucleare încep să efectueze precesii în jurul direcției cîmpului H_1 și părăsesc magnetizarea din lungul lui H_0. Prin urmare, la capătul ampulei A, va acționa acum forța

$$f = \chi_n \, v \, H_0 \frac{dH_0}{dz},$$

(unde v este volumul acelei porțiuni a ampulei care se găsește în cîmpul H_1), care va căuta să deplaseze ampula spre stînga. Prin-

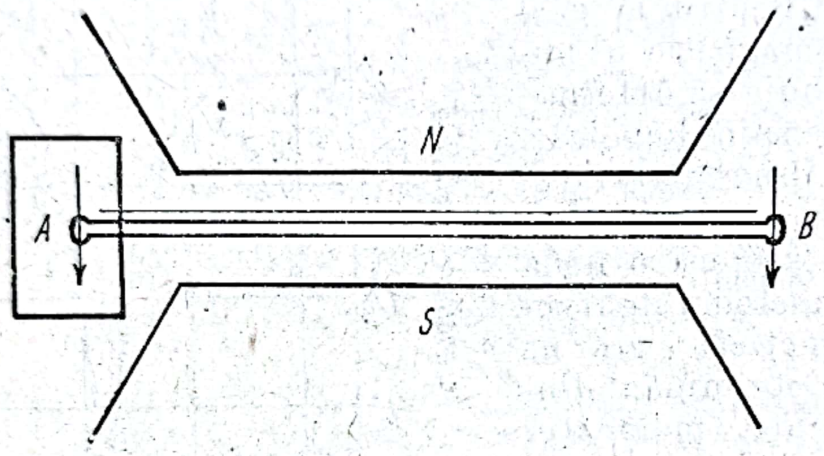


Fig. 19. Schema experienței lui Dorfman pentru determinarea momentelor magnetice nucleare.

cipial, această forță poate fi măsurată, de exemplu, cu ajutorul unei balanțe de torsiune sensibile. Valoarea ei va fi maximă la rezonanță, atunci cînd $f_{\max} = \nu_H$. Măsurînd frecvența cîmpului H_1 la rezonanța $f_{\max}$, găsim valorile lui χ_n și ν_H, care sînt legate de mărimile căutate g_I și I, și anume, în conformitate cu (3.16), avem

$$f_{\max} = \frac{g_I H}{h} \mu_{\text{nucl}}$$

și, în virtutea formulei susceptibilității paramagnetice (v. mai jos § 9),

$$\chi = \frac{4 N \mu^2_{\text{nucl}}}{3 kT} I (I + 1);$$

unde N este numărul de nuclee atomice de specia considerată în unitatea de volum, k constanta lui Boltzman și T temperatura absolută. Din aceste formule, putem determina simultan și direct I și g_I, iar prin aceasta și μ_I, folosind măsurătorile efectuate într-o singură instalație.

§ 4. ANOMALIA MOMENTULUI MAGNETIC AL ELECTRONULUI PRODUSĂ DE INTERACȚIUNEA CU CÎMPUL DE RADIAȚIE („FLUCTUAȚIILE DE ZERO“)[1])

Particularitatea caracteristică a metodei cuantice de descriere a microproceselor este o luare în considerare mai precisă a interacțiunii microparticulelor între ele și cu mediul lor microscopic. În cazul micromecanicii relativiste, proprietățile microparticulelor încărcate nu pot fi studiate separat de proprietățile cîmpului electromagnetic. Din nefericire, nu avem, pînă în prezent, o electrodinamică cuantică relativistă închegată. Teoria întîmpină cunoscutele dificultăți cauzate de energia proprie infinită a cîmpului și a particulelor. Dar, chiar și în cazul teoriei imperfecte existente, se pot explica o serie de fenomene importante, determinate de interacțiunea dintre electron și cîmpul de radiație. Din teoria cuantică a cîmpului electromagnetic, se știe că, în cazul neglijării efectelor neliniare (de tipul difuziei luminii pe lumină etc.), acest cîmp poate fi reprezentat sub forma unui ansamblu de excitări elementare cu energii cuantificate (cuante de lumină sau fotoni). Energia cuantificată a unei excitări elementare individuale de indice i (a unui oscilator) ia numai valorile discrete

$$E_i = \left(n_i + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_i ,$$

unde $n_i = 0, 1, 2, \ldots$ Dacă însă excitările cîmpului nu există, adică toți $n_i = 0$, energia cîmpului nu este egală cu 0, ci este

$$E_0 = \sum_i \frac{1}{2} \hbar\omega_i .$$

Această mărime se numește energia minimă, „de zero“ a cîmpului. În teoria clasică, absența excitărilor ar fi însemnat, pur și simplu, că nu există cîmp. În electrodinamica cuantică, lucrurile stau altfel, întrucît, după cum vedem, cînd $n_i = 0$, energia cîmpului nu este egală cu 0. Teoria modernă ne spune că energia de zero $E_0 \to \infty$. Acesta este un defect al teoriei considerate. Este, însă, important faptul că teoria prevede existența energiei de zero și fluctuațiile posibile ale cîmpului. Tocmai interacțiunea elec-

[1]) Atragem atenția cititorului asupra documentatului articol critic al lui I. A. Smorodinski [38] cu privire la interacțiunea electronului cu cîmpul electromagnetic, precum și asupra culegerii de articole [42].

tronului cu aceste „fluctuații de zero" ale cîmpului electric determină o serie de efecte specifice.

Primul dintre aceste efecte descoperite experimental este fenomenul de deplasare a termenilor atomilor hidrogenoizi. Din soluția ecuației de undă a teoriei relativiste a electronului, rezultă că termenii atomilor hidrogenoizi nu depind de numărul cuantic orbital l, ci sînt determinați în întregime de numărul cuantic total j. Acest fapt ducea la concluzia că termenii corespunzători sînt dublu degenerați, ceea ce corespunde la două valori posibile ale lui l, pentru j dat [v. de pildă (2.17)]:

$$l = j \pm \frac{1}{2} \cdot \tag{4.1}$$

În acest caz, trebuie eliminați termenii de tipul $2^2S_{1/2}$, $2^2P_{3/2}$ etc., la care l are valoarea maximă posibilă pentru numărul cuantic principal n dat, iar spinul și momentul orbital sînt paraleli. Experiența a arătat, însă, că această degenerescență, prevăzută de teorie, nu există în realitate. De exemplu, Lamb și Retherford [39] au găsit că distanța energetică dintre termenii „degenerați" $2^2S_{1/2}$ și $2^2P_{1/2}$ în atomul de hidrogen este egală cu 1062 ± 5 MHz[1]). Mai departe, s-a văzut că, dacă în ecuația de undă inițială a electronului, ținem seamă de interacțiunea acestuia cu cîmpul oscilațiilor de zero, teoria ne dă posibilitatea de a calcula această deplasare observată a termenilor cu o precizie foarte mare (1040 MHz pentru hidrogen). O concordanță tot atît de remarcabilă a teoriei cu experiența a fost obținută și în cazul deuteriului și al ionului de heliu. Acest efect de deplasare a termenilor electronului în atom are o interpretare intuitivă foartu simplă. Electronul atomului se găsește în cîmpul exterior $V(\vec{r})$ al nucleului (unde $\vec{r}$ este distanța pînă la nucleu), însă, în virtutea acțiunii oscilațiilor de zero ale cîmpului electromagnetic, electronul va suferi o deplasare „browniană" caracteristică $\Delta\vec{r}$ și, de aceea, cîmpul care acționează asupra electronului în atom nu trebuie luat în punctul $\vec{r}$, ci în punctul $\vec{r} + \Delta\vec{r}$. Dezvoltînd potențialul $V(\vec{r}+\Delta\vec{r})$ în serie după puterile deplasării mici $\Delta\vec{r}$ și limitîndu-ne cel mult la termenii pătratici, obținem o variație suplimentară a energiei potențiale medii a electronului

[1]) 1 MHz $= 0{,}33 \cdot 10^{-4}$ cm^{-1} $= 4{,}1 \cdot 10^{-9}$ eV.

în atom, care trebuie identificată cu deplasarea observată a termenilor. În timpul elaborării teoriei relativiste a acestui efect, a fost prevăzută și o variație suplimentară a *momentului magnetic* al electronului. În expresia energiei suplimentare (care determină deplasarea termenilor), în prezența cîmpurilor magnetice și electrice exterioare, apare un termen suplimentar care arată că momentul magnetic μ_e al electronului este diferit de magnetonul Bohr μ_B, dat de formula (1.2a); și anume, s-a găsit că

$$\mu_e = \mu_B \left(1 + \frac{1}{2\pi} \frac{e^2}{\hbar c}\right) = \mu_B (1+\delta) \tag{4.2}$$

Dacă, în membrul doi al formulei (4.2), substituim în locul constantelor universale e, $\hbar$ și c valorile lor numerice, obținem

$$\mu_e = \mu_B (1 + 0{,}001162) \tag{4.3}$$

sau

$$\delta = 0{,}001162. \tag{4.3a}$$

Aici, trebuie observat că obținerea rezultatului (4.2) nu este legată de dificultățile relative la masa infinită a electronului și, de aceea, el este pe deplin univoc. Pentru obținerea lui, este suficient să calculăm diferența dintre energiile a două sisteme: primul sistem, situat într-un cîmp magnetic slab și format din nivelele ocupate, cu energie negativă și cu un electron aflat pe un nivel cu energie pozitivă, și al doilea sistem format numai din electronii care ocupă nivelele cu energie negativă, în același cîmp. Calculele cu aproximația termenilor liniari în raport cu cîmpul [40] ne dau rezultatul final (4.2).

Datorită caracterului neintuitiv al noțiunii însești de spin electronic și de moment magnetic al electronului, nu putem da efectului de variație a acestuia din urmă, apărut datorită interacțiunii cu cîmpul de radiație, o descriere calitativă analogă pentru explicarea deplasării nivelelor energetice. Putem obține, totuși, o oarecare înțelegere a acestui fenomen, dacă ne reamintim că momentul magnetic de spin al electronului este rezultatul „curenților circulari" cu raza circuitului elementar egală cu $\hbar/mc$. Fluctuațiile de zero ale cîmpului electromagnetic influențează, într-o oarecare măsură, acești curenți, producînd la rîndul lor fluctuații de curent, induse în „vid" (în stările cu energie negativă). Această interacțiune este cea care duce la mica variație a momentului magnetic, prevăzută de teorie.

Anomalia momentului magnetic al electronului (4.2) a fost descoperită experimental, cu ajutorul metodei de rezonanță magnetică (v. § 3). Prin extrapolare pentru cîmpul magnetic nul, această metodă ne dă posibilitatatea să determinăm scindarea hiperfină a nivelelor energetice în învelișurile electronice ale atomilor de hidrogen și deuteriu, pe baza măsurării frecvenței de rezonanță pentru mai multe tranziții. Dacă calculăm cîmpul efectiv H_{el} din (3.6), teoria ne dă pentru scindarea hiperfină a nivelelor (în frecvențe)

$$\nu = \frac{4}{3} \frac{2I+1}{I} \mu_N \mu_e |\psi(0)|^2, \qquad (4.4)$$

unde I este numărul cuantic de spin, egal cu ½ pentru hidrogen și cu 1 pentru deuteriu, μ_N momentul magnetic al nucleului, $\psi(0)$ funcția de undă nerelativistă a electronului în centrul atomului. Experiența arată că formula (4.4) nu concordă cu valorile observate pentru ν_H și ν_0, dacă în locul lui μ_e substituim valoarea obișnuită μ_B. În tabela IV, se compară valorile experimentale și teoretice ale frecvențelor, în MHz.

Tabela IV

Comparație între valorile experimentale și teoretice ale frecvențelor structurii hiperfine

	Experiența	Teoria *)	Raportul dintre valoarea experimentală și cea teoretică
ν_H	1420,410±0,006	1416,97±0,54	1,00242±0,0004
ν_D	327,384±0,003	326,53±0,12	1,00262±0,0003

Dacă vrem să calculăm, din datele experimentale pentru ν_H și ν_D, momentul magnetic al electronului, considerînd formula (4.4) valabilă, însă ținînd seama că $\mu_e \neq \mu_B$, trebuie să ținem seama că, în realitate, la determinarea experimentală a momentului magnetic al nucleelor atomice prin metoda spectroscopiei magnetice de radiofrecvențe cu ajutorul unor fascicule moleculare, se măsoară raportul dintre momentul magnetic al nucleului și momentul magnetic al electronului. Aceasta rezultă din faptul că cîmpul magnetic constant este etalonat în aceste dispozitive

*) Erorile sînt legate de impreciziunile în determinarea constantelor care figurează în formula (4.4).

experimentale pe baza măsurării structurii fine, iar în calculul intensității cîmpului pe baza scindării observate se utilizează valoarea momentului magnetic al electronului. În virtutea acestui fapt, pentru ușurința aplicării, formula (4.4) poate fi scrisă sub forma următoare:

$$\nu = \frac{4}{3}\,\frac{2I+1}{I}\,\mu_e^2\,\frac{\mu_N}{\mu_e}\,|\psi(0)|^2. \tag{4.5}$$

Înlocuind μ_e conform (4.2), găsim pentru raportul dintre valoarea experimentală ν_{exp} și cea teoretică ν_{teor} (cînd $\mu_e = \mu_B$)

$$\frac{\nu_{exp}}{\nu_{teor}} = 1 + 2\delta. \tag{4.6}$$

Din compararea valorilor din ultima coloană a tabelei IV, se vede că

$$\delta_H = 0{,}00121 \pm 0{,}0002 \text{ și } \delta_D = 0{,}00131 \pm 0{,}00015. \tag{4.7}$$

Comparînd, valorile obținute pentru δ în (4.7) cu valoarea (4.3a) din teorie, găsim o concordanță excelentă.

Afară de atomul de hidrogen și de deuteriu, anomalia a fost descoperită și în studiul radiospectroscopic al altor atomi. Astfel, Kush și Foley [41] au determinat momentul magnetic al electronului în atomii monovalenți de sodiu, indiu și galiu, folosind rezultatele experiențelor de scindare Zeeman a liniilor spectrale în cîmpuri magnetice slabe, cu metoda obișnuită a rezonanței magnetice. Determinarea valorii absolute a momentului magnetic cu precizia (0,005%), necesară pentru a percepe anomalia δ este însă, deocamdată, inaccesibilă, din cauza dificultăților măsurării exacte a cîmpului magnetic. Pentru a evita aceste măsurători, putem apela la metoda diferențială, determinînd *raporturile* scindărilor Zeeman în două stări diferite ale aceluiași atom sau în două stări ale unor atomi diferiți. Din aceste raporturi, putem găsi diferența abaterii raportului giromagnetic al momentului orbital față de 1 și al momentului electronic față de 2 (din raportul experimental al factorilor Landé a două stări). În adevăr, în virtutea relației (2.21a), dacă presupunem că g_L și g_S nu depind de starea atomului, raportul valorilor g_J a două stări atomice în atomi identici sau diferiți este

$$\frac{g_{J_1}}{g_{J_2}} = \frac{g_L\,\alpha_{L_1} + g_S\,\alpha_{S_1}}{g_L\,\alpha_{L_2} + g_S\,\alpha_{S_2}}. \tag{4.8}$$

Dacă g_L și g_S diferă de valorile obișnuite cu mărimile mici

$$g_S = 2(1 + \delta_S),$$
$$g_L = 1 + \delta_L,$$

atunci, în locul lui (4.8), vom avea:

$$\frac{g_{J_1}}{g_{J_2}} = \frac{2\alpha_{S_1} + \alpha_{L_1}}{2\alpha_{S_2} + \alpha_{L_2}} + 2\,\frac{\alpha_{S_2}\alpha_{L_1} - \alpha_{L_1}\alpha_{S_2}}{(2\alpha_{S_1} + \alpha_{L_2})^2}(\delta_S - \delta_L). \quad (4.9)$$

Mai departe autorii presupun că $\delta_L = 0$, adică $g_L = 1$ și, de aceea, consideră că valorile măsurate ale raporturilor g_{J_1}/g_{J_2} pot da mărimea abaterii δ_S, care coincide cu δ din (4.3a).

În aceste calcule teoretice, se presupune că are loc cuplajul Russel-Sounders. Autorii au arătat, însă, că toate corecțiile posibile pentru abateri de la el sînt neglijabil de mici. Experiența a fost efectuată cu o minuțiozitate extremă. Au fost luate în considerare diversele efecte secundare, ca variația în timp a cîmpului magnetic, neuniformitatea cîmpului etc.

În tabela V, sînt date rezultatele acestor experiențe. În prima coloană, se dau termenii studiați ai atomului; în a doua, valorile raportului corespunzător (4.9), cu condiția că $g_S = 2$ (sau $\mu_e = \mu_B$); în a treia, raporturile măsurate cu indicarea preciziei lor și, în sfîrșit, în ultima coloană, valorile calculate ale corecției $\delta_S = \delta$.

Tabela V

Determinarea anomaliilor momentului magnetic al electronului.

Raportul studiat (termenii atomului)	Valoarea teoretică pentru $\mu_e = \mu_B$	Valoarea măsurată a raportului	$\delta_S = \delta$
$\frac{g_J(^2P_{3/2}\ \mathrm{Ga})}{g_J(^2P_{1/2}\ \mathrm{Ga})}$	2	2(1,00172 ± 0,00006)	0,00114 ± 0,00004
$\frac{g_J(^2S_{1/2}\ \mathrm{Na})}{g_J(^2P_{1/2}\ \mathrm{Ga})}$	3	3(1,00242 ± 0,00006)	0,00121 ± 0,00003
$\frac{g_J(^2S_{1/2}\ \mathrm{Na})}{g_J(^2P_{1/2}\ \mathrm{In})}$	3	3(1,00243 ± 0,00010)	0,00121 ± 0,00005
Valoarea medie δ = 0,00119 ± 0,00005			

Din tabela V, se vede că valorile δ măsurate se găsesc într-o foarte bună concordanță cu teoria (4.3a). Faptul că ultimele două valori experimentale coincid exact și diferă de prima nu trebuie privit ca o neconcordanță reală, întrucît ea se află, deocamdată, în limitele erorilor experienței.

În încheiere, trebuie spus că descoperirea anomaliei în valoarea momentului magnetic de spin al electronului este o confirmare remarcabilă a micromecanicii cuantice moderne.

Scanned with OKEN Scanner

PARTEA A II-A

SUBSTANȚE MAGNETICE—CORPURI CU PROPRIETĂȚI MAGNETICE SLABE

§ 5. DESCRIEREA FENOMENOLOGICĂ A PROPRIETĂȚILOR MAGNETICE ALE CORPURILOR

Toate corpurile macroscopice care ne înconjoară sînt, fără nici o excepție, într-o măsură sau alta, active din punct de vedere magnetic, adică sînt *substanțe magnetice*. Acest fapt era de așteptat, el fiind o consecință a structurii atomice a corpurilor, deoarece, cum am arătat amănunțit mai sus, atomii și părțile lor componente — electronii și nucleele — sînt purtătorii elementari ai momentului magnetic.

Înainte de a expune teoria microscopică actuală a proprietăților magnetice ale corpurilor macroscopice din punct de vedere al structurii lor atomice, trebuie să amintim, cel puțin foarte sumar, punctele fundamentale din descrierea pur fenomenologică a acestor proprietăți și să procedăm la o anumită clasificare a substanțelor magnetice.

Pentru a trage o concluzie cu privire la proprietățile magnetice ale unui corp dat, chiar din punct de vedere macroscopic, trebuie să studiem, înainte de toate, comportarea lui sub acțiunea forțelor magnetice exercitate de către o altă substanță magnetică sau de către un curent electric care trece printr-un conductor. Trebuie precizat, de la început, caracterul acțiunilor magnetice produse de curenți și de substanțele magnetice.

a) **Acțiunile magnetice ale curentului electric.** Un curent electric care trece printr-un conductor produce, în mediul înconjurător, un cîmp magnetic. Mărimea acestui cîmp, într-un punct oarecare al spațiului, este determinată de intensitatea curentului din conductor și de distanța dintre sursa cîmpului și punctul de observație. Să considerăm un mic element de lungime dl al unui conductor subțire, prin care trece un curent de intensitate i; s-a convenit să se numească mărime absolută a intensității

vectorului cîmp magnetic, într-un punct situat la distanța r de acest element, într-o direcție care face un unghi θ cu orientarea vectorului elementor $d\vec{l}$, mărimea

$$|d\vec{H}| = \frac{i\,dl\,\sin\theta}{cr^2} \quad \text{(Legea Biot și Savart).} \tag{5.1}$$

Orientarea vectorului cîmp este perpendiculară pe planul determinat de vectorii $d\vec{l}$ și $\vec{r}$. În virtutea principiului superpoziției, cîmpul magnetic al unui conductor de lungime și de grosime finite se obține prin simpla compunere a vectorilor $d\vec{H}$. Dacă, în locul intensității i a curentului, introducem vectorul densitate de curent $\vec{j}$, atunci, în virtutea lui (5.1), cîmpul total al curentului care circulă printr-un conductor de secțiune finită este

$$\vec{H} = \int d\vec{H} = \int \frac{\vec{j}\times\vec{r}}{cr^3}\,d\tau\,, \tag{5.2}$$

unde $d\tau$ este elementul de volum al conductorului, integrarea extinzîndu-se la întregul lui volum. O astfel de expresie integrală nu este, însă, întotdeauna comodă. Mai des, se folosesc ecuațiile diferențiale, care pot fi obținute din (5.2) și care au, în cazul cîmpului magnetic constant, forma

$$\operatorname{div}\vec{H} = 0\,,\quad \operatorname{rot}\vec{H} = \frac{4\pi}{c}\vec{j}. \tag{5.3}$$

Sensul fizic al primei din ecuațiile (5.3) constă în afirmația că nu există sarcini magnetice adevărate [1]), iar a doua ecuație arată că, în jurul fiecărei linii de curent, se produc „vîrtejuri“ (linii de forță închise) ale cîmpului magnetic.

[1]) Dirac [44] a emis, încă din 1931, ideea posibilității existenței sarcinilor magnetice adevărate, care ar fi surse ale cîmpului vectorial al inducției magnetice. În acest caz, toate cele patru ecuații ale cîmpului electromagnetic și ecuațiile de mișcare ale sarcinilor electrice e și ale polilor magnetici g sînt complet simetrice față de vectorii $\vec{H}$, $\vec{E}$ și față de sarcinile e și g. Este interesant faptul că această teorie duce la o condiție de cuantificare a sarcinilor de forma $e\cdot g = \frac{1}{2}\hbar cn$ (unde n este un număr întreg); în felul acesta, din însăși existența sarcinii magnetice, rezultă natura discretă, atît a sarcinilor electrice, cît și a sarcinilor magnetice și relația dintre mărimile lor. V. și Fermi [45].

b) **Acțiunile magnetice ale substanțelor magnetice.** Magnetismul a fost descoperit încă în antichitate, dar nu sub forma cîmpului magnetic al unui curent electric, ci sub forma cîmpului magnetic al așa-numiților magneți permanenți naturali. Multă vreme, s-a crezut că sursele cîmpului magnetic al substanțelor magnetice sînt sarcini magnetice speciale, de două semne. Experiența a arătat însă, că aceste sarcini magnetice de semne diferite nu pot fi separate. De aceea, a început să fie considerat drept particulă elementară *dipolul* magnetic, un sistem de două sarcini magnetice egale ca mărime și de semn contrar, indisolubil legate între ele (polii). Caracteristica cantitativă fundamentală a unui dipol magnetic este momentul său magnetic, vector care poate fi reprezentat convențional ca produsul dintre „o sarcină magnetică" m și vectorul „lungime" $\vec{l}$ al dipolului adică

$$\vec{\mu} = m\vec{l}. \tag{5.4}$$

Proprietățile magnetice ale corpului sînt determinate de comportarea colectivă a unor astfel de dipoli magnetici elementari [1]). După descoperirea de către Oersted (1821) a cîmpului magnetic al curentului electric, a fost emisă ipoteza (Ampère) că dipolii magnetici elementari sînt, de fapt, curenți circulari moleculari. Se poate arăta că un curent circular elementar se comportă, într-un cîmp magnetic, la fel ca un dipol magnetic elementar (teorema echivalenței magneților și a curenților). După cum știm, pentru aceasta este necesar să fie satisfăcută următoarea egalitate:

$$\vec{\mu} = i \cdot S\,\vec{n}_0, \tag{5.5}$$

unde i este intensitatea curentului circular, S aria cuprinsă de curent și $\vec{n}_0$ un vector unitar normal la această arie. Prin urmare, produsul dintre intensitatea unui curent circular elementar și aria delimitată de el este egal cu mărimea absolută a momentului magnetic al acestui curent [v. (2.3)]. Pentru caracterizarea stării magnetice a unei probe macroscopice, este comod să alegem mărimea momentului magnetic rezultant, raportat fie la unitatea de volum, fie la unitatea de masă, fie la atom-

[1]) Am făcut cunoștință mai sus cu proprietățile acestor dipoli magnetici elementari.

gram. Momentul magnetic rezultant al unității de volum a fost numit vector de *magnetizare* $\vec{I}$:

$$\vec{I} = \sum_{\text{unit. vol.}} \vec{\mu}. \tag{5.6}$$

Experiența ne arată că magnetizarea este funcție de cîmpul magnetic exterior. La anumite substanțe, într-un interval de cîmpuri și temperaturi bine determinat și în caz că întregul proces de magnetizare are un caracter cvasistatic[1]), această dependență este liniară, adică

$$\vec{I} = \varkappa \vec{H}. \tag{5.7}$$

Coeficientul de proporționalitate $\varkappa$ poartă numele de *susceptibilitate magnetică*. Substanțele a căror susceptibilitate este negativă ($\varkappa < 0$) se numesc *diamagnetice*. Valoarea absolută a susceptibilității substanțelor diamagnetice este, de obicei, foarte mică ($\sim 10^{-6}$). Reprezentanți tipici ai acestor substanțe sînt gazele inerte, mulți compuși organici și o serie de metale. Substanțele cu susceptibilitate pozitivă ($\varkappa > 0$) se numesc *paramagnetice* (§ 9). Mărimea susceptibilității lor este, și ea, mică ($\sim 10^{-3}$—10^{-6}). Substanțele paramagnetice tipice sînt gaze, ca oxigenul molecular O_2, oxidul de azot NO, numeroase săruri ale pămînturilor rare și ale elementelor grupei fierului, metalele alcaline.

Pe lîngă aceste corpuri, numite corpuri cu *proprietăți magnetice slabe*, există o serie de substanțe (fierul, nichelul, cobaltul, gadoliniul, compușii și aliajele lor, aliajele dintre crom și mangan), pentru care magnetizarea nu este, de obicei, o funcțiune liniară de cîmp. La aceste substanțe, există între magnetizare și cîmp o relație funcțională mai complicată, neliniară și neuniformă. Din aceste substanțe, numite *feromagnetice* (§12), fac parte și magneții permanenți, de exemplu, bucățile de minereu de magnetită, descoperite încă din antichitate.

Relația dintre intensitatea de magnetizare și cîmp este reprezentată grafic de așa-numita *curbă de magnetizare*. În cazul substanțelor dia- și paramagnetice, aceste curbe au forma unor drepte (fig. 20), iar la substanțele feromagnetice, aceste curbe, studiate pentru prima dată mai amănunțit de savantul rus

[1]) Problema relației între $\vec{I}$ și $\vec{H}$ în cîmpuri care variază rapid necesită o examinare specială (v., de exemplu, § 9, secțiunea E, sau § 16).

A. G. Stoletov, au o formă mult mai complicată (fig. 21). Din fig. 21, se vede că magnetizarea unei substanțe feromagnetice

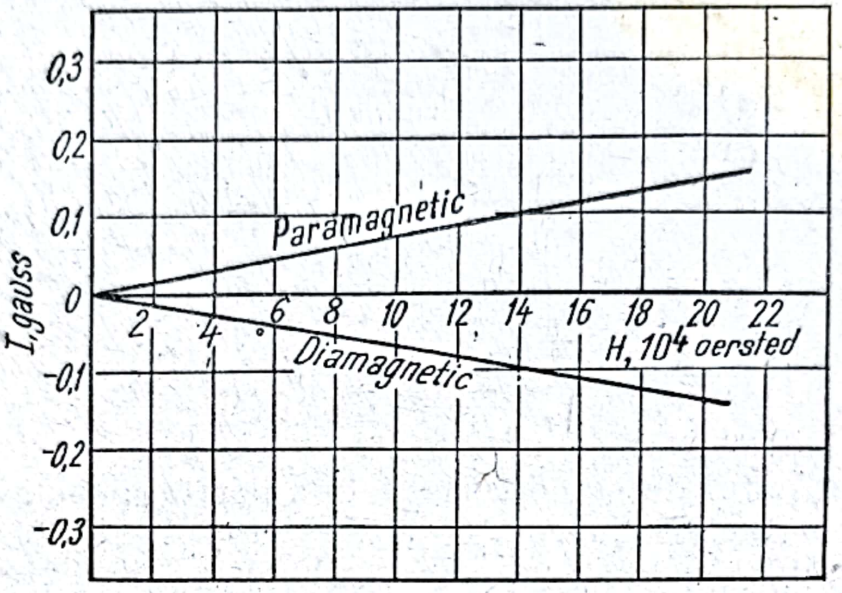


Fig. 20. Curbele de magnetizare ale substanțelor cu proprietăți magnetice slabe.

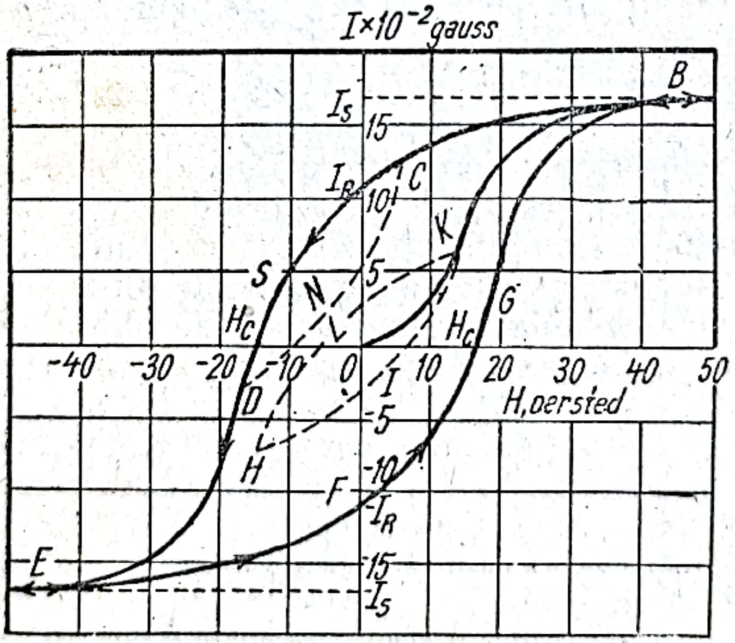


Fig. 21. Curba de magnetizare (*OKB*) și curba de hysteresis (*EGBCSDE*) a unei substanțe feromagnetice.

crește mai întîi rapid, iar apoi ajunge la saturație. Mărimea acestei saturații I_s scade cu creșterea temperaturii, iar peste o

anumită temperatură Θ, bine determinată pentru fiecare substanță în parte (punctul Curie), toate proprietățile feromagnetice dispar complet și substanța feromagnetică trece într-o substanță paramagnetică, cu o curbă de magnetizare liniară. În cazul substanțelor feromagnetice, se poate păstra noțiunea de susceptibilitate magnetică ca raport I/H (susceptibilitatea totală) sau ca derivată dI/dH (susceptibilitatea diferențială). La substanțele feromagnetice însă, aceste mărimi nu mai sînt constante, ci depind într-un mod complicat de mărimea cîmpului magnetic. Din fig. 22, se vede că curba $\varkappa_{dif}(H)$ (așa-numita curbă a lui Stoletov) începe pentru $H = 0$ de la o anumită valoare finită $\varkappa_a$ (susceptibilitatea inițială), atinge valoarea maximă $\varkappa_{max}$ (susceptibilitatea maximă), corespunzătoare porțiunii celei mai înclinate a curbei $I(H)$, și apoi tinde către zero, cînd intensitatea de magnetizare tinde spre saturație, I_s. Neuniformitatea relației dintre I și H pentru o substanță feromagnetică apare la încercarea de a demagnetiza proba magnetizată pînă la saturație (sau mai puțin). Dacă începem să micșorăm cîmpul care a dus proba pînă la saturația $+I_s$, atunci intensitatea de magnetizare, începînd de la o anumită valoare a cîmpului, rămîne în urmă în scăderea ei față de scăderea cîmpului și, pentru $H=0$, ea este diferită de zero. În probă apare magnetizarea *remanentă* I_R, care nu este egală cu zero, dar este ceva mai mică decît magnetizarea de saturație ($I_R \leqslant I_s$) Pentru a anula magnetizarea substanței feromagnetice, trebuie aplicat un cîmp magnetic invers, de mărime $-H_C$ (așa-numita *forță coercitivă*). O creștere în continuare a cîmpului negativ duce, pînă la urmă, la o saturare a probei în sens contrar ($-I_s$). Întorcîndu-ne înapoi (micșorînd cîmpul negativ), obținem, pentru $H=0$, $I=-I_R$, pentru $H=+H_c$, din nou $I=0$, și apoi iarăși saturația $+I_s$. În felul acesta, la un ciclu complet, descriem o curbă închisă, numită curbă maximă de *hysteresis magnetic* (v. fig. 21). Dacă valorile maxime ale intensității de magnetizare sînt mai mici decît $\pm I_s$, dar egale între ele, atunci avem un ciclu simetric de hysteresis (v. fig. 21, curba $KLHI$). Dacă valorile maxime ale intensității de magnetizare nu sînt egale între ele, atunci curba corespunzătoare va avea forma unui așa-numit ciclu nesimetric (v. fig. 21, curba $CSDN$).

Pe lîngă vectorii $\vec{I}$ și $\vec{H}$, se introduce încă un vector, anume inducția magnetică

$$\vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{I}. \qquad (5.8)$$

Introducînd pe $\vec{I}$ din (5.7), obținem

$$\vec{B} = (1 + 4\pi\varkappa)\ \vec{H} = \mu\vec{H} \tag{5.8a}$$

Mărimea $\mu = 1 + 4\pi\varkappa$ se numește *permeabilitate magnetică*[1]). Formula (5.8a) este valabilă și pentru substanțele feromagnetice dacă μ este considerat ca funcție de cîmp. La substanțele diamagnetice, $\mu < 1$, iar la cele paramagnetice, $\mu > 1$.

La substanțele feromagnetice, la care valoarea intensității de magnetizare este comparabilă și uneori cu mult mai mare decît însuși cîmpul (v. fig. 21), trebuie să ținem seama și de influența suprafeței probelor. Să considerăm, de exemplu, un corp feromagnetic de forma unei bare dreptunghiulare. Să-l situăm într-un cîmp magnetic exterior $\vec{H}_e$, orientat în lungul muchiilor barei. Atunci bara se magnetizează în această direcție pînă la valoarea I (pentru simplitate, vom considera că intensitatea de magnetizare este aceeași în tot volumul barei). Totodată, pe bazele barei, apar așa-numiții „poli magnetici". Densitatea sarcinii magnetice pe acești poli este $+I$ sau $-I$. Aceste „sarcini" produc, alături de cîmpul exterior $\vec{H}_e$, cîmpul lor magnetic $\vec{H}_o$, care, în interiorul barei, este orientat în sens contrar cîmpului exterior $\vec{H}_e$ și în sens contrar intensității de magnetizare $\vec{I}$, adică el joacă rolul unui cîmp *demagnetizant*. Cîmpul total real din interiorul barei va fi

$$\vec{H} = \vec{H}_e + \vec{H}_o. \tag{5.9}$$

In multe cazuri, se poate admite aproximativ că mărimea cîmpului demagnetizant $\vec{H}_o$ este proporțională cu mărimea intensității de magnetizare și de sens contrar ei, adică

$$\vec{H}_o = -N\vec{I}, \tag{5.10}$$

unde N este factorul de demagnetizare, determinat aproximativ numai de forma geometrică a probei. Din (5.10) și (5.9), găsim

$$\vec{H} = \vec{H}_e - N\vec{I}. \tag{5.11}$$

[1]) Notația μ pentru permeabilitate nu trebuie confundată cu notația $\vec{\mu}$ pentru vectorul moment magnetic dipolar.

Scanned with OKEN Scanner

Dar, în virtutea lui (5.7), avem

$$\vec{H} = \frac{1}{1 + \varkappa N}\,\vec{H}_e \text{ și } \vec{I} = \varkappa\,\vec{H} = \frac{\varkappa}{1 + \varkappa N}\,\vec{H}_e = \varkappa_0 \vec{H}_e, \qquad (5.12)$$

unde $\varkappa$ este *susceptibilitate magnetică a substanței*, deoarece este determinată numai de natura fizică a materialului dat, iar $\varkappa_0$ poartă numele de *susceptibilitate magnetică a corpului*, deoarece depinde nu numai de natura materialului (prin intermediul lui $\varkappa$), ci și de forma corpului (prin intermediul lui N). Definiții analoge pot fi date și pentru permeabilitate (μ este permeabilitatea substanței și μ_0 permeabilitatea corpului). O analiză completă a problemei diferitelor posibilități de a defini permeabilitățile magnetice a fost dată de V. K. Arkadiev [408][1]).

Arkadiev [408] a elaborat și teoria macroscopică generală a cîmpului electromagnetic în metalele feromagnetice (v. mai amănunțit în § 16).

c) **Elemente de termodinamică a substanțelor magnetice.** Ecuația fundamentală a primului și a celui de al doilea principiu ale termodinamicii pentru procese reversibile infinit mici, aplicată la substanțe magnetice cu luarea în considerare a variației stării lor magnetice, este de forma

$$\delta U = T\delta S - p\delta V + \frac{1}{4\pi}\vec{H}\delta\vec{B}, \qquad (5.13)$$

unde δU este variația energiei totale, δS variația entropiei, δV variația volumului substanței magnetice, p presiunea exterioară și T temperatura. În (5.13), ultimul termen din membrul doi este egal cu lucrul forțelor magnetice. La un proces adiabatic-izocor ($\delta S = \delta V = 0$), această mărime este egală cu variația energiei totale a substanței magnetice. La o altă alegere a variabilelor independente (de exemplu, T, V, I sau T, p, H,, este comod să considerăm ca potențial termodinamic fundamental, în locul energiei totale U „energia liberă"

$$F = U - \frac{1}{8\pi}H^2 - TS = U' - TS, \qquad (5.14)$$

[1]) Trebuie să amintim aici lucrările lui R. I. Ianus și ale altora [46], în care este dezvoltată teoria factorului de demagnetizare cu luarea în considerare a dependenței lui de proprietățile magnetice ale substanței.

sau „potențialul termodinamic“ [1])

$$\Phi = F + pV - \vec{I}\vec{H}. \tag{5.15}$$

La o astfel de alegere a variabilelor, (5.13) devine, în cele două cazuri precedente,

$$\delta F = -S\delta T - p\delta V + \vec{H}\delta\vec{I}, \tag{5.16}$$

$$\delta\Phi = -S\delta T + V\delta p - \vec{I}\delta\vec{H}. \tag{5.17}$$

Folosind relațiile diferențiale fundamentale ale termodinamicii, putem obține relațiile generale dintre diferitele mărimi care caracterizează proprietățile macroscopice ale unei substanțe magnetice. Cunoscînd unul dintre potențialele termodinamice ca funcție de variabilele care îi corespund, de exemplu $\Phi(T, p, H)$, putem determina relația dintre intensitatea de magnetizare și cîmp, adică *ecuația de stare magnetică*. În particular, obținem, din (5.17):

$$I_x = -\frac{\partial\Phi}{\partial H_x}, \quad I_y = -\frac{\partial\Phi}{\partial H_y}, \quad I_z = -\frac{\partial\Phi}{\partial H_z}. \tag{5.18}$$

Dacă substanța magnetică este izotropă, atunci direcțiile vectorilor $\vec{I}$ și $\vec{H}$ coincid și (5.18) se poate scrie în forma mai simplă

$$I = -\frac{\partial\Phi}{\partial H}. \tag{5.19}$$

Legătura dintre relațiile termodinamice expuse mai sus și teoria atomică a magnetismului se realizează cu ajutorul formulelor mecanicii statistice, care stabilesc o relație între potențialul termodinamic și suma statistică Z, care se calculează cunoscînd microstările sistemului. Această relație este

$$\Phi = -kT\ln Z, \tag{5.20}$$

unde

$$Z = \sum_n g_n e^{-\frac{\varepsilon_n}{kT}}. \tag{5.21}$$

[1]) Riguros vorbind, energia liberă, în definiția obișnuită, este $F = U - TS$ și potențialul termodinamic este $\Phi = U + pV$. Trebuie, însă, subliniat că *alegerea* potențialului termodinamic fundamental este neesențială din punct de vedere fizic și determinată numai de alegerea variabilelor independente.

În (5.21), sumarea se efectuează pe toate microstările sistemului cu energiile ε_n și cu ponderile statistice g_n (k este constanta lui Boltzmann). Problema calculului mărimilor ε_n și g_n este o problemă pur mecanică. În particular, dacă o rezolvăm consecvent cuantic, atunci este necesar să determinăm valorile posibile ale energiilor ε_n ale microsistemului (spectrul lui energetic), iar din gradul de degenerare al funcțiilor de undă ale microsistemului, determinăm ponderile statistice g_n ale stărilor sistemului. Din (5.19) — (5.21), rezultă

$$I = kT \frac{\partial \ln Z}{\partial H} = - \frac{\sum_n \frac{\partial \varepsilon_n}{\partial H} g_n e^{-\frac{\varepsilon_n}{kT}}}{\sum_n e^{-\frac{\varepsilon_n}{kT}}}, \tag{5.22}$$

deoarece cîmpul magnetic H intră ca parametru în diferitele valori ale energiei ε_n a microsistemului. Formula (5.22) poate fi scrisă și într-o altă formă, dacă ne reamintim că expresia

$$\frac{g_n e^{-\frac{\varepsilon_n}{kT}}}{\sum e^{-\frac{\varepsilon_n}{kT}}} = w_n \tag{5.23}$$

dă probabilitatea statistică normată de realizare a stării n a microsistemului considerat. De aceea, (5.22) devine

$$I = - \sum_n \frac{\partial \varepsilon_n}{\partial H} w_n. \tag{5.24}$$

Se știe că mărimea derivatei $- \partial \varepsilon_n / \partial H$ este egală cu momentul magnetic al sistemului în starea n, adică

$$M_n = - \frac{\partial \varepsilon_n}{\partial H}. \tag{5.25}$$

Prin urmare, (5.24) este definiția valorii statistice medii (speranța matematică) a momentului magnetic al sistemului, care posedă spectrul energetic ε_n, adică

$$I = \overline{M} = \sum_n M_n w_n. \tag{5.26}$$

Ca exemplificare, amintim deducerea formulei (5.25) în cazul mecanicii clasice. Înainte de toate, să aflăm energia sistemului a N particule de sarcini e_k ($k = 1, 2, 3, .., N$) care se mișcă într-un cîmp magnetic constant exterior H, orientat în lungul unei axe arbitrare z. Energia va fi o funcție de coordonatele generalizate $\vec{q}_k$ și de impulsurile generalizate $\vec{p}_k$ ale diferitelor particule ale sistemului. În prezența cîmpului, impulsul fiecărei particule va consta dintr-o parte mecanică și una electromagnetică, adică

$$\vec{p}_k + \frac{e_k}{c}\vec{A},$$

unde $\vec{A}$ este potențialul vector al cîmpului, care, în virtutea relației cunoscute

$$\vec{H} = \text{rot}\,\vec{A},$$

are, în cazul considerat (cîmp uniform în lungul axei z), componentele

$$A_x = \frac{1}{2} q_y H, \qquad A_y = -\frac{1}{2} q_x H, \qquad A_z = 0.$$

De aceea, energia sistemului, ca funcție de coordonatele generalizate și de impulsurile generalizate, va fi de forma

$$\varepsilon = \varepsilon\left(\vec{q}_1 \vec{q}_2, \ldots, \vec{q}_N; p_{x_1} + \frac{e_1}{2c} q_{y_1} H; p_{y_1} - \frac{e_1}{2c} q_{x_1} H;\right.$$

$$\left. p_{z_1}, \ldots, p_{x_k} + \frac{e_k}{2c} q_{y_k} H; p_{y_k} - \frac{e_k}{2c} q_{x_k} H; \ldots\right) \qquad (5.27)$$

și prin urmare,

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial H} = \sum_{k=1}^{N} \left(\frac{e_k q_{y_k}}{2c} \frac{\partial \varepsilon}{\partial p_{x_k}} - \frac{e_k q_{x_k}}{2c} \frac{\partial \varepsilon}{\partial p_{y_k}} \right);$$

în virtutea ecuațiilor lui Hamilton, derivatele parțiale $(\partial \varepsilon / \partial p_{x_k}$ și $\partial \varepsilon / \partial p_{y_k}$ dau, respectiv, componentele vitezelor diferitelor particule, v_{x_k} și v_{y_k}, și, de aceea,

$$-\frac{\partial \varepsilon}{\partial H} = \sum_k \frac{e_k}{2c} \left(q_{x_k} v_{y_k} - q_{y_k} v_{x_k} \right). \qquad (5.28)$$

În virtutea definiției generale, expresia din membrul doi al relației (5.28) este componenta z a momentului magnetic, produs

de particulele încărcate în mișcare ale sistemului. În felul acesta, formula (5.25) este demonstrată.

În cazul mecanicii cuantice, sînt valabile relații analoge, însă acolo variabilele dinamice clasice continue sînt înlocuite prin valorile lor medii (elementele de matrice ale operatorilor) în stările staționare corespunzătoare. Noi vom folosi mai jos din plin această observație.

Să indicăm și definiția statistică a susceptibilității magnetice. Ne mărginim la cazul cînd $\varkappa$ din (5.7) este constantă. Dacă cîmpul magnetic exterior variază cu mărimea $\delta\vec{H}$, atunci, în virtutea relațiilor (5.17) și (5.7), variația potențialului termodinamic Φ va fi

$$\delta\Phi = -\vec{I}\,.\,\delta\vec{H} = -\varkappa\vec{H}\,.\,\delta\vec{H};$$

așadar,

$$\varkappa = -\frac{1}{H}\frac{\partial\Phi}{\partial H} \tag{5.29}$$

sau, în virtutea lui (5.21),

$$\varkappa = \frac{kT}{H}\frac{\partial \ln Z}{\partial H}. \tag{5.30}$$

Trebuie, însă, spus aici că aplicarea formulelor statistice expusă mai sus s-a dovedit a fi principial imposibilă în cadrul statisticii *clasice*. Cum au arătat, pentru cazuri particulare, Bohr și Lorentz, iar în cazul general Van Leeuwen (v. [47]) și, îndeosebi Terleţki [48], momentul magnetic al unui corp magnetic oarecare, considerat ca un colectiv clasic de sarcini elementare în mișcare, situate într-un cîmp magnetic constant, este egal cu zero, dacă corpul este într-o stare staționară. Rezultatul pozitiv care s-a obținut într-o serie de cazuri în teoria statistică clasică a magnetismului (de exemplu, în teoria dia-și paramagnetismului, v. §§ 7 și 8), este întotdeauna o consecință a faptului că se ține seama în mod implicit de natura *cuantică* a atomului (stabilitatea stărilor staționare etc.), care sînt străine legilor fizicii clasice. Numai prin faptul că se ține seama de natura *cuantică* a legilor atomice, s-a putut elimina această dificultate fundamentală a încercărilor clasice de a elabora o teorie atomică a magnetismului și s-a putut *elabora o teorie cuantică unitară a magnetismului*, pe baza legilor generale ale microfenomenelor, care reprezintă o aproximație mai bună a realității obiective decît legile fizicii clasice.

§ 6. CLASIFICAREA SUBSTANȚEIOR MAGNETICE DUPĂ DATELE EXPERIMENTALE FUNDAMENTALE

Cum s-a arătat mai înainte, substanțele magnetice pot fi împărțite, după proprietățile lor magnetice, mai mult sau mai puțin net, în trei clase fundamentale: substanțe *diamagnetice*, *paramagnetice* și *feromagnetice*. Fiecare dintre aceste trei clase poate, însă, la rîndul ei, să fie împărțită în subgrupe, în funcție de trăsăturile mai fine ale proprietăților lor magnetice.

Substanțele diamagnetice

a) *Substanțele diamagnetice „clasice"*: toate gazele inerte, o serie de metale (zincul, aurul, mercurul etc.), nemetale (siliciul, fosforul, sulful etc.), și mulți compuși organici. Susceptibilitatea lor este negativă, avînd, în mărime absolută, o valoare normală mică: $0{,}1 \cdot 10^{-6}$—$10 \cdot 10^{-6}$ și nu depinde practic de temperatură (în anumite cazuri, se produc salturi în mărimea lui $\varkappa$, de exemplu, la temperatura de topire).

b) *Substanțele diamagnetice „anomale"*: bismutul, galiul, stibiul, grafitul, iodul, taliul, fazele γ ale aliajelor sistemelor de tipul Cu—Zn și o serie de alte substanțe. Susceptibilitatea atomică a acestor substanțe diamagnetice este de 10—100 ori mai mare decît la cele clasice și depinde de temperatură. În afară de aceasta, la bismut, de exemplu, mai există și o serie de alte anomalii: susceptibilitatea este o funcție periodică de cîmp, ea depinde deosebit de puternic de temperatură etc.

c) *Supraconductorii*: o serie de metale, care, la temperaturi foarte joase (de la $<1°\mathrm{K}$ pînă la $\lesssim 10°\mathrm{K}$) au proprietăți electrice și magnetice anomale. În particular, la trecerea unui curent electric produs de o f.e.m. exterioară, ele se comportă la fel ca niște conductori ideali cu rezistență nulă (de aici, termenul de *supra*conductor). Se pare, însă, că proprietatea primară a supraconductorilor este natura lor magnetică specială. Experiența arată că, în interiorul unui supraconductor (cu excepția unui strat superficial extrem de subțire, de $\sim 10^{-5}$ cm), inducția magnetică este întotdeauna egală cu zero, adică $\vec{B} = 0$. În baza lui (5.7), această condiție poate fi redusă, la prima vedere, la condiția $\vec{I} = -\frac{1}{4\pi}\vec{H}$. În felul acesta, pare să rezulte că supraconduc-

torii, sînt, totodată, si supradiamagnetici (sau diamagnetici ideali) cu o susceptibilitate colosală $\varkappa_{sc} = -\frac{1}{4\pi}$ (în comparație cu diamagnetismul obișnuit). Trebuie remarcat, însă , că o astfel de identificare a unui supraconductor cu un supradiamagnetic are numai un caracter formal. De fapt, un supraconductor este un corp pe suprafața căruia circulă un curent macroscopic. Acest curent ecranează corpul supraconductorului de cîmpurile magnetice și, de aceea, acolo avem întotdeauna $\vec{B} = \vec{H} = 0$ (cu excepția păturii superficiale), iar permeabilitatea μ are valoarea obișnuită, apropiată de unitate. Nu există nici un fel de magnetizare diamagnetică în interiorul supraconductorului. El poate fi asemănat convențional numai cu un atom sau cu o moleculă a unei substanțe diamagnetice, în care curentul macroscopic superficial joacă rolul precesiei păturilor electronice [49] (mai amănunțit, v. § 8).

Substanțele paramagnetice

a) *Substanțele paramagnetice normale*, care posedă un moment rezultant diferit de zero: atomii liberi, ionii liberi sau moleculele libere. Reprezentanți tipici ai acestui grup sînt, de exemplu, gazele O_2 și NO, platina, paladiul, pămînturile rare, sărurile fierului, ale cobaltului și ale nichelului, precum și aceste metale feromagnetice, la temperaturi suficient de ridicate. Susceptibilitatea acestor substanțe depinde de temperatură, după legea Curie

$$\varkappa = \frac{C}{T}, \tag{6.1}$$

unde C este constanta Curie. Însă această lege este satisfăcută riguros numai pentru puține substanțe paramagnetice (O_2,NO, $Cd_2(SO_4)_3 \cdot 8H_2O$); majoritatea acestor substanțe satisface legea mai complicată Curie-Weiss

$$\varkappa = \frac{C'}{T + \Delta}, \tag{6.2}$$

unde constanta Δ poate fi mai mare sau mai mică decît zero. La cîmpuri exterioare foarte intense sau la temperaturi suficient de joase, proprietățile magnetice ale acestor substanțe paramagnetice se complică mult (fenomenele de saturație, anomaliile criomagnetice).

b) *Metalele paramagnetice cu susceptibilitatea independentă de temperatură*. Reprezentanți tipici ai acestui grup sînt: metalele alcaline (Li,Na,K,Rb). Ele sînt foarte slab magnetice ($\varkappa \sim 10^{-7}$—10^{-6}), dependența magnetizării lor de cîmp este riguros liniară, iar susceptibilitatea nu depinde aproape de loc de temperatură (cel puțin, pînă la punctul de topire).

c) *Substanțele antiferomagnetice*. Din acest tip, fac parte corpurile cristaline din elementele grupelor de tranziție sau din compușii lor chimici și din aliajele lor. Posibilitatea existenței unui astfel de tip de substanțe paramagnetice rezultă din teoria actuală a feromagnetismului (v. §13)[1]). Toate aceste substanțe au o anumită temperatură critică (punctul Curie antiferomagnetic $\Theta_{A.F}$), peste care ele se comportă aproape ca substanțele paramagnetice normale, supunîndu-se legii Curie-Weiss cu $\Delta < 0$. Sub această temperatură, susceptibilitatea lor scade din nou și, tinde către zero pentru $T \to 0°K$, adică pentru $T = \Theta_{A.F}$, susceptibilitatea lor are un maxim, la această temperatură observîndu-se maximele anomaliilor și pentru alte proprietăți ale substanțelor antiferomagnetice (de exemplu, a căldurii specifice). Din acest grup de substanțe magnetice fac parte compuși ai manganului (MnO, MnS), ai cromului (NiCr, CrS—Cr_2S, Cr_2O_3), ai vanadiului (VO_2) și ai fierului (FeS_2, FeS—FeS_2).

d) *Substanțele metamagnetice*. Recent, s-a descoperit că sărurile paramagnetice de tipul $CoCl_2$, $FeCl_2$, $CaCl_2$ prezintă o serie de anomalii la temperaturi foarte joase, și anume, la valori relativ mici (în comparație cu substanțele feromagnetice) ale magnetizării, susceptibilitatea acestor săruri prezintă o dependență marcată de cîmp și de temperatură și se observă fenomenul de hysteresis magnetic tipic pentru substanțele feromagnetice (§ 13).

Substanțele feromagnetice

Acest grup de substanțe are, din punct de vedere calitativ, proprietăți mai omogene. Toate substanțele feromagnetice au o curbă de magnetizare caracteristică și ciclu hysteresis de tipul celei reprezentate în fig. 21; susceptibilitatea lor magnetică depinde de cîmp (v. fig. 22). Ele pot fi clasificate după un criteriu pur cantitativ: substanțele feromagnetice la care aria curbei

[1]) Pentru prima dată, posibilitatea existenței antiferomagnetismului a fost prevăzută în 1933, de acad. L. D. Landau (v. [130]).

Scanned with OKEN Scanner

de hysteresis nu este mare, iar forța coercitivă nu depășește cîțiva zeci de oerstezi, s-a convenit să fie numite substanțe feromagnetice *moi*, iar substanțele feromagnetice cu curbă de hysteresis

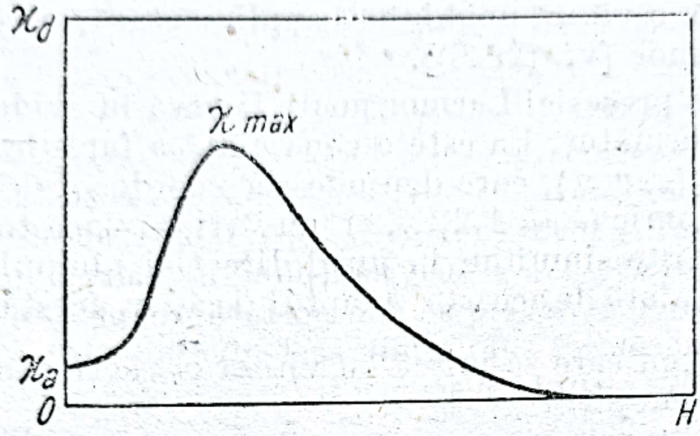


Fig. 22. Curba lui Stoletov pentru susceptibilitatea magnetică χ_d a unei substanțe feromagnetice.

mare și cu forță coercitivă de sute și chiar mii de oerstezi poartă numele de materiale feromagnetice *dure* sau de materiale cu *forță coercitivă mare*.

§ 7. DIAMAGNETISMUL

A. DIAMAGNETISMUL COLECTIVELOR DE ATOMI ȘI DE MOLECULE CU INTERACȚIUNE SLABĂ ÎNTRE ELE

a) **Teoria.** Cauza proprietăților diamagnetice ale substanței este apariția prin inducție electromagnetică a unor curenți moleculari elementari, induși în învelișurile electronice ale atomilor de către un cîmp magnetic exterior[1]). De aceea, fenomenul diamagnetismului este universal și aparține tuturor corpurilor. În multe cazuri însă, nu observăm acest fenomen, deoarece un efect diamagnetic slab (ceea ce este cazul obișnuit) poate fi acoperit de o magnetizare paramagnetică mai puternică (v. § 9).

Diamagnetismul se observă ușor și direct în toate cazurile cînd atomii, ionii sau moleculele *nu posedă* un moment magnetic

[1]) Diamagnetismul există și la nucleonii din nucleu. Însă, cum am mai remarcat (§ 3), datorită masei mari a nucleonilor în comparație cu masa electronului, efectul diamagnetic nuclear este infim ($\chi_{diam.nucl.} \leqslant 10^{-19}$) și, de aceea, practic, îl putem neglija.

rezultant, adică atunci cînd se găsesc în stările S_0 sau Σ_0(v. § 2). Substanțele alcătuite din astfel de particule își pierd neutralitatea magnetică, atunci cînd sînt situate într-un cîmp magnetic exterior. Cîmpul magnetic are o acțiune de inducție și învelișul electronic capătă o viteză unghiulară suplimentară, corespunzătoare precesiei Larmor [v. (2.23)].

Existența precesiei Larmor poate fi pusă în evidență cel mai ușor în felul următor. Ea este o consecință a faptului că energia potențială $V(x_k y_k z_k)$, care depinde de coordonatele electronilor învelișului atomic ($k = 1,2,\ldots, z$), nu variază dacă toți electronii încep să se miște simultan în jurul direcției cîmpului magnetic exterior și, în afară de aceasta, a faptului că, în acest cîmp, asupra fiecărui electron care se mișcă cu viteza $\vec{v}_k$ acționează forța Lorentz suplimentară

$$\vec{f}_R = -\frac{e}{c}(\vec{v}_k \times \vec{H}). \tag{7.1}$$

Ecuațiile clasice ale mișcării electronului, atunci cînd asupra lui acționează simultan un cîmp derivînd din potențialul V și un cîmp magnetic H, sînt de forma (dacă cîmpul H este uniform și orientat în lungul axei z)

$$\left.\begin{aligned} m\dot{v}_{xk} &= -\frac{\partial V}{\partial x_k} - \frac{eH}{c} v_{yk}, \\ m\dot{v}_{yk} &= -\frac{\partial V}{\partial y_k} + \frac{eH}{c} v_{xk}, \\ m\dot{v}_{zk} &= -\frac{\partial V}{\partial z_k}. \end{aligned}\right\} \tag{7.2}$$

Vom căuta soluția lui (7.2) sub forma

$$\left.\begin{aligned} x_k &= x_{0k}\cos\omega t + y_{0k}\sin\omega t, \\ y_k &= -x_{0k}\sin\omega t + y_{0k}\cos\omega t, \\ z_k &= z_{0k}. \end{aligned}\right\} \tag{7.3}$$

Aici, x_{0k}, y_{0k} și z_{0k} (funcții de timp) sînt soluțiile sistemului (7.2) pentru $H = 0$. Sensul fizic al formulelor (7.3) constă în aceea că, în prezența unui cîmp exterior uniform H, îndreptat după axa z, sistemul nostru mecanic se rotește în jurul direcției cîmpului cu un plus de viteză unghiulară constantă ω față de mișca-

rea lui „de zero". Substituirea lui (7.3) în (7.2) arată că, pînă la termenii de ordinul H^2 și ωH (cîmpuri slabe), soluția aleasă satisface în adevăr ecuațiile inițiale ale problemei, dacă punem

$$\omega = -\frac{eH}{2mc}, \tag{7.4}$$

ceea ce coincide cu expresia pulsației precesiei Larmor (2.23). În cazul unor cîmpuri H intense, adică atunci cînd energia electronului față de cîmpul H devine comparabilă cu energia lui în cîmpul electric al nucleului sau mai mare decît aceasta, nu mai putem neglija termenii de ordinul H^2 și ωH, și mișcarea în cîmpul magnetic capătă un caracter mai complicat. Pînă acum însă, în toate cîmpurile magnetice practic accesibile, aceste efecte „pătratice" pot fi neglijate.

Momentul magnetic corespunzător precesiei Larmor este orientat în sens contrar cîmpului și, în conformitate cu (2.3), dat de relația

$$\Delta\mu = -\frac{e^2 S}{4\pi mc^2} H. \tag{7.5}$$

Înlocuind în (7.5) pe S, care este aria proiecției orbitei pe un plan perpendicular pe cîmpul magnetic H, prin $\pi \overline{r_1^2}$, unde $\overline{r_1^2}$ este media în timp a pătratului proiecției razei orbitei electronice, și observînd că, în cazul unei simetrii sferice a învelișului electronic al atomului, $\overline{r^2} = \frac{3}{2}\overline{r_1^2}$, obținem

$$\Delta\mu = -\frac{e^2 H}{6mc^2} \sum_{n=1}^{z} \overline{r_n^2}, \tag{7.6}$$

unde însumarea se efectuează în raport cu toți cei z electroni ai atomului dat.

Obținem, deci, pentru susceptibilitatea diamagnetică a atomului

$$\varkappa_A = -\frac{Ne^2}{6mc^2} \sum_{n=1}^{z} \overline{r_n^2} = -2{,}832 \cdot 10^{10} \sum_{n=1}^{z} \overline{r_n^2}. \tag{7.7}$$

Aici $N = 6{,}02 \cdot 10^{23}$ este numărul lui Avogadro. Din (7.7), se vede că diamagnetismul depinde de razele orbitelor electronice și, de aceea, el nu depinde de temperatură. Punînd $\overline{r_n^2} \sim 10^{-16}$ cm, găsim că $\varkappa_A \sim 10^{-6} z$, în concordanță calitativă cu experiența. Această deducere clasică a susceptibilității este aplicabilă nu numai la gazele inerte, ci și la ionii soluțiilor diluate, al căror înveliș electronic este asemănător cu învelișul atomilor gazelor inerte.

Pentru ca teoria clasică a diamagnetismului, care duce la formula (7.7), să fie valabilă, trebuie demonstrat că suma $\Sigma_n \overline{r_n^2}$ are o valoare stabilă staționară și nu variază în urma agitației termice haotice a atomilor. Dar, după cum arată teorema Van-Leeuwen-Terlețki (§ 5), acest lucru nu e adevărat în teoria clasică. Prin urmare, formula (7.7) are sens fizic, numai dacă facem o ipoteză asupra stabilității orbitelor electronice în atom [ceea ce a și fost făcut la deducerea formulei (7.7)], adică dacă renunțăm la teoria clasică și ținem seama, de la început, în mod explicit de natura cuantică a învelișului electronic al atomilor.

Teoria cuantică a diamagnetismului a fost elaborată de Van-Vleck [47]. În cazul atomilor și al moleculelor cu înveliș electronic avînd simetrie sferică, se obține aceeași formulă (7.7), însă calculul lui $\overline{r_n^2}$ se efectuează după legile mecanicii cuantice. Să ne oprim mai amănunțit asupra teoriei cuantice a diamagnetismului. Conform principiilor fundamentale ale mecanicii cuantice, operatorul energiei unui sistem oarecare de electroni într-un cîmp magnetic exterior constant este de forma

$$\hat{H} = \sum_k \frac{1}{2m} \left(\hat{\vec{p}}_k + \frac{e}{c} \vec{A}_k\right)^2 + V + \sum_i \frac{e}{mc} \hat{\vec{\sigma}}_i \cdot \operatorname{rot} \vec{A}_i, \quad (7.8)$$

unde $\hat{\vec{p}} = \frac{\hbar}{i} \Delta_R$ este operatorul impuls, $\hat{\vec{\sigma}}_i$ operatorul spinului electronului i, $\vec{A}$ potențialul vector al cîmpului magnetic exterior și V potențialul electrostatic intern al sistemului de electroni. Dacă cîmpul magnetic $\vec{H}$ este uniform, atunci

$$\vec{A} = \frac{1}{2} (\vec{H} \times \vec{r}), \quad (7.9)$$

unde $\vec{r}$ este raza vectoare a electronului. Alegînd, pentru simplicitate, axa z în lungul direcției cîmpului $\vec{H}$ și înlocuind operatorii impulsului cu expresiile lor explicite, vom avea, în locul relației (7.8),

$$\hat{H} = \sum_k \left[-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta_R + H_z \frac{e\hbar}{2imc}\left(x_k \frac{\partial}{\partial y_k} - y_k \frac{\partial}{\partial x_k}\right) + \right.$$

$$\left. + H_z^2 \frac{e^2}{8mc^2}(\hat{x}_k^2 + \hat{y}_k^2) \right] + V + \sum_k \frac{e}{mc} H_z \hat{\sigma}_z. \qquad (7.10)$$

Factorul de lîngă $\frac{e}{2mc} H_z$ în termenul al doilea din paranteza pătrată este operatorul componentei z a momentului cinetic corespunzător mișcării de translație (orbitale) a electronului

$$\hat{m}_{zk} = \frac{\hbar}{i}\left(x_k \frac{\partial}{\partial y_k} - y_k \frac{\partial}{\partial x_k}\right). \qquad (7.11)$$

Prin urmare, termenii din operatorul energiei (7.10), care depind liniar de cîmp, sînt de forma

$$H_z \frac{e}{2mc} \sum_k (\hat{m}_{zk} + 2\hat{\sigma}_{zk}) = H_z \hat{M}_z. \qquad (7.12)$$

În partea întîi, acest termen a fost luat în considerare în teoria efectului Zeeman la atomii liberi. Termenul pătratic din (7.10) poate fi neglijat, în acest caz, deoarece raportul dintre valoarea sa medie și valoarea medie a operatorului (7.12) are ordinul de mărime de $10^{-10} H_z$ CGSem. În toate cîmpurile magnetice accesibile ($\leqslant 10^5$ oersted), această mărime poate fi complet neglijată.

Potrivit formulei generale (5.25), valoarea medie a componentei z a momentului magnetic al electronilor (elementul de matrice diagonal), în starea caracterizată prin numerele cuantice n, m, are expresia

$$\overline{M}_{z(nm)} = (nm|\hat{M}_z|nm) = -\frac{\partial (nm|\hat{H}|nm)}{\partial H_z}, \qquad (7.13)$$

unde $(nm|\hat{H}|nm)$ este elementul de matrice diagonal al operatorului energiei (7.10). Pentru calculul lui (7.13), se folosește, de

obicei, teoria perturbațiilor, considerînd că, în (7.10), rolul „parametrului" mic îl joacă cîmpul magnetic[1])

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + H_z \hat{W}^{(1)} + H_z^2 \hat{W}^{(2)} + \dots \tag{7.14}$$

Prin urmare,

$$(nm \mid \hat{M}_z \mid nm) = -(nm \mid \hat{W}^{(1)} \mid nm) - 2 H_z (nm \mid \hat{W}^{(2)} \mid nm) \dots \tag{7.15}$$

Efectuînd calculele obișnuite din teoria perturbațiilor [2]), obținem

$$(nm \mid \hat{W}^{(1)} \mid nm) = -(nm \mid \hat{M}_z^{(0)} \mid nm), \tag{7.16}$$

$$(nm \mid \hat{W}^{(2)} \mid nm) = -\sum_{n'm'}{}' \frac{|(nm \mid \hat{M}_z^{(0)} \mid n'm')|^2}{E_{n'm'} - E_{nm}} + \\ + \sum_k \frac{e^2}{8mc^2} (nm \mid \hat{x}_k^2 + \hat{y}_k^2 \mid nm), \tag{7.17}$$

unde accentul la sumă înseamnă că termenul cu $nm = n'm'$ este lăsat la o parte, $(nm \mid \hat{M}_z^{(0)} \mid n'm')$ este elementul de matrice al operatorului momentului magnetic din (7.12, considerat pentru stări neperturbate (pentru $H_z = 0$), iar E_{nm} și $E_{n'm'}$ sînt energiile stărilor neperturbate. În virtutea relațiilor (7.16) și (7.17), expresia (7.15) devine

$$(nm \mid \hat{M}_z \mid nm) = (nm \mid \hat{M}_z^{(0)} \mid nm) + 2H_z \sum_{n'm'}{}' \frac{|(nm \mid \hat{M}_z^{(0)} \mid n'm')|^2}{E_{n'm'} - E_{nm}} - \\ - H_z \sum_k \frac{e^2}{4mc^2} (nm \mid \hat{x}_k^2 + \hat{y}_k^2 \mid nm). \tag{7.18}$$

În cazul gazelor sau al soluțiilor diamagnetice, atomii și ionii în stare normală (pentru $H = 0$) nu posedă moment magnetic propriu, adică $(nm \mid \hat{M}^{(0)} \mid nm) = 0$, și această stare este nedegenerată. Dacă, în afară de aceasta, cîmpul electric al atomului sau al ionului, prezintă simetrie sferică, atunci și toate elementele de

[1]) Trebuie considerate mici cîmpurile care duc la variații ale energiei sistemului, mici în comparație cu diferența dintre energia nivelului fundamental și energia primului nivel excitat.

[2]) V., de exemplu, cursul lui D. I. Blohințev [55].

matrice nediagonale $(nm \mid \hat{M}^{(0)} \mid n'm')$, pentru $n'm' \neq nm$, sînt egale cu zero și al doilea termen din (7.18) dispare și el. De aceea, în acest caz, momentul diamagnetic este determinat în întregime de ultimul termen din membrul doi al expresiei (7.18) și, în consecință, susceptibilitatea unor astfel de substanțe diamagnetice va avea forma pur clasică (7.7):

$$\varkappa_A = -\frac{Ne^2}{6mc^2} \sum_{k=1}^{z} (nm \mid r_k^2 \mid nm) . \tag{7.19}$$

Dacă condiția de simetrie sferică nu este satisfăcută, atunci, în membrul doi al expresiei (7.19), se adaugă un termen pozitiv (paramagnetic!), care micșorează într-o oarecare măsură valoarea absolută a lui $\varkappa_A$, și anume

$$\varkappa_A = -\frac{Ne^2}{6mc^2} \sum_{k=1}^{z} (nm \mid r_k^2 \mid nm) + \frac{2}{3} \sum_{n'm'}{}' \frac{|(nm|\hat{M}^{(0)}| n'm')|^2}{E_{n'm'} - E_{nm}} . \tag{7.20}$$

Dacă, deocamdată, nu ținem seama de excitația termică a nivelelor energetice mai înalte, susceptibilitatea diamagnetică (7.19) sau (7.20) nu depinde de temperatură.

Potrivit formulelor obținute cu ajutorul teoriei cuantice, ordinul de mărime al susceptibilității diamagnetice a atomilor și a ionilor este același ca și cel dat de formula clasică (7.7). Formulele (7.19) sau (7.20) sînt, în principiu, aplicabile la orice atom sau ion, însă, numai în cazul atomului de hidrogen, $\varkappa_A$ poate fi calculat precis cantitativ. Folosind funcțiile de undă cunoscute pentru un atom hidrogenoid neperturbat (de către cîmp), obținem pentru starea cu numărul cuantic principal n și cu numărul cuantic azimutal l (v. [47])

$$\varkappa_A = -2{,}832 \cdot 10^{10} \left(\frac{\hbar}{ze^2 m}\right)^2 \left[\frac{5}{2} n^4 - \frac{3}{2} n^2 l(l+1) + \frac{1}{2} n^2\right] =$$

$$= -0{,}790 \cdot 10^{-6} \left[\frac{5n^4 - 3n^2 l(l+1) + n^2}{2z^2}\right] . \tag{7.21}$$

În particular, în cazul stării fundamentale a atomului de hidrogen ($n=1$, $l=0$, $z=1$), mărimea susceptibilității este $\varkappa_{A(H)} = -2{,}37 \cdot 10^{-6}$. Din nefericire, această valoare nu poate fi verificată experimental direct, deoarece, în primul rînd, la temperaturile obișnuite, hidrogenul se găsește în stare moleculară (H_2), iar în

al doilea rînd, chiar în stare disociată, starea normală a atomului este ^2S și aceasta duce la un parmagnetism de spin puternic, care maschează complet efectul diamagnetic. Modalitatea indirectă de verificare prin aprecierea lui $\varkappa_{A(H)}$ din compușii moleculari, folosind regula lui Pascal (v. mai jos, b)3), nu are un sens fizic deosebit, datorită faptului că, în moleculă, învelișul electronic al atomului de hidrogen se modifică foarte mult. Calculele pentru atomii de heliu și pentru atomii și ionii mai complicați pot fi efectuate numai cu aproximație. De obicei, totul se reduce la determinarea numărului de ordine efectiv, folosind metoda cîmpului selfconsistent sau alte metode. Trebuie, însă, spus că, în aceste calcule, se fac, de obicei, aproximații grosolane, care scad valoarea rezultatului numeric obținut. Lucrul cel mai important este că mecanica cuantică ne dă o imagine fizică clară a fenomenului, ne arată legătură cantitativă strînsă dintre dia- și paramagnetism [v. (7.20) și mai jos] și dă o concordanță absolut satisfăcătoare cu experiența în privința ordinelor de mărime.

Teoria clasică nu permite calculul susceptibilității pentru gazele moleculare diamagnetice. Mecanica cuantică dă, cel puțin în principiu, posibilitatea să se obțină soluția completă a problemei, iar în cazul moleculelor celor mai simple (de exemplu, H_2, dă și un rezultat cantitativ corect. După Van Vleck [47], susceptibilitatea diamagnetică molară $\varkappa_M$ a moleculelor poliatomice, care nu au moment magnetic rezultant (în absența cîmpului), este dată de o formulă de tipul (7.20), unde toate mărimile se referă acum la moleculă. Ambii termeni din (7.20) au, în cazul dat, ordinul de mărime de $\sim 10^{-6}$. Prin urmare, mărimea $\varkappa_M$ este mică. De asemenea, ea nu depinde practic de temperatură, ca și $\varkappa_A$. Substanța este diamagnetică sau paramagnetică, după cum unul sau altul dintre termenii din (7.20) este mai mare. Calculul cantitativ al lui $\varkappa_M$ este și mai dificil decît al lui $\varkappa_A$, deoarece, în acest caz, cunoaștem și mai puțin funcțiile de undă. Pentru molecula cea mai simplă, cea de hidrogen, calculul cu funcții de undă aproximative dă o valoare în intervalul de la $-3{,}78 \cdot 10^{-6}$ pînă la $-3{,}90 \cdot 10^{-6}$, iar valoarea experimentală cea mai bună este $-4{,}0051 \cdot 10^{-6}$ (v. [51][1]).

b) **Datele experimentale fundamentale.** Datorită micimii efectului diamagnetic, măsurarea lui prezintă dificultățile experimentale cunoscute. Cea mai desăvîrșită metodă de măsură a suscep-

[1]) V. la sfîrșitul § 8 observația cu privire la efectul giromagnetic la substanțele diamagnetice.

tibilității diamagnetice la gaze și vapori a fost elaborată de fizicienii sovietici Ianus și Șur (v. [50]).

1. **Diamagnetismul atomilor.** În fig. 23, este dat graficul susceptibilităților atomice ale elementelor diamagnetice, după

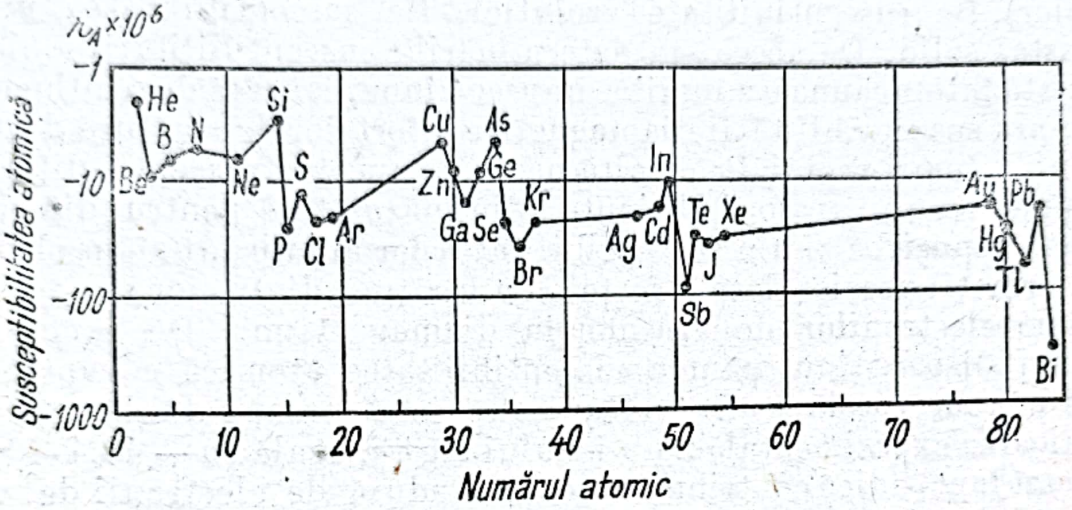


Fig. 23. Susceptibilitatea diamagnetică atomică a elementelor la temperatura camerei.

datele experimentale fundamentale. Reprezentanții tipici ai gazelor diamagnetice monoatomice sînt gazele inerte. În tabela VI, sînt date valorile experimentale și cele calculate teoretic ale susceptibilităților atomice pentru aceste substanțe, după datele mai multor cercetători (v. [51]). Din datele tabelei VI, se vede că $\varkappa_A$ crește mereu cu numărul atomic al elementului [1]) și că datele calculate sînt suficient de apropiate de cele observate. Afară de gazele inerte, Șur [50] a măsurat valoarea mărimii $\varkappa_A$ pentru vapori monoatomici de mercur. Ea s-a dovedit a fi egală cu $-78,2 \cdot 10^{-6}$; calculul teoretic dă valoarea $-84,6 \cdot 10^{-6}$.

Tabela VI

Elementul	$-\varkappa_A \cdot 10^6$ experimental	$-\varkappa_A \cdot 10^6$ teoretic
He	1,88—1,91	1,54—1,90
Ne	6,66—7,65	5,7—8,6
Ar	18,13—9,72	18,9—24,8
Kr	28,02—29,2	31,7—42,0
Xe	42,40—44,1	48,0—66,0

[1]) Această concordanță calitativă între formula (7.19) și experiență (creșterea lui $\varkappa_A$ cu z) ni se pare cel mai interesant și mai fertil rezultat al teoriei.

2. Diamagnetismul ionilor. Pentru calculul susceptibilității diamagnetice a ionilor, teoria dă aceeași formulă ca și pentru atomi. Experiența, însă, dă întotdeauna, în fiecare caz concret, fie susceptibilitatea moleculară (dacă se cercetează un gaz molecular), fie susceptibilitatea soluției, fie susceptibilitatea unui cristal solid. De aceea, în determinările susceptibilității ionice, există întotdeauna o anumită imprecizіune, cauzată de o influență asupra susceptibilității diamagnetice a forțelor de legătură dintre ion și atomii vecini. Pe de altă parte, comparînd susceptibilitățile magnetice pentru ioni obținute din măsurători pentru diferiții lor compuși, ca și din susceptibilitatea lor atomică, putem obține informații precise despre forțele de legătură dintre ioni și despre rolul electronilor de valență în diamagnetism. De exemplu, Șur [50] a obținut pentru susceptibilitatea atomică a vaporilor de mercur valoarea $-78{,}2\cdot10^{-6}$, care este aproape dublă față de valoarea experimentală $\varkappa_A$ a ionului Hg^{++}, egală cu $-40{,}4\cdot10^{-6}$. Acest fapt indică contribuția esențială adusă de electronii de valență la diamagnetismul mercurului.

Diamagnetismul multor săruri, de exemplu al NaCl etc., se explică prin faptul că ionii (în cazul dat, Na^+ și Cl^-) din care sînt alcătuite aceste săruri au un înveliș electronic închis, similar cu învelișul atomilor gazelor inerte (pentru Na^+ și Cl^-, acestea vor fi respectiv Ne și Ar). Măsurătorile se efectuează, de obicei, fie asupra sărurilor solide, fie, mai des, asupra soluțiilor (în apă). Cu toată imprecizia indicată mai sus, legată de faptul că determinarea susceptibilității ionice se face pe cale indirectă, această susceptibilitate, determinată prin metode diferite, se dovedește a fi suficient de constantă.

În fig. 24, este indicată dependența susceptibilității ionice de numărul n de electroni din învelișul ionului, pentru ionii de structură asemănătoare. Creșterea mai pronunțată în intervalul de la $n = 10$ pînă la $n = 18$ este legată, probabil, de creșterea razei ionului [v. (7.19)]. Ionii cu același n, dar care aparțin unor curbe diferite în fig. 24 (de exemplu Br^-, Kr, Rb^+, Sr^{++}) diferă între ei prin sarcina nucleului, $+Ze$. Totodată, cu cît Z este mai mare, cu atît mai puternică este „atracția" învelișului electronic spre nucleu și cu atît mai mică este expresia $\sum_{k=1}^{z} (nm|\, r_k^2 |nm)$ din (7.19). Cum se vede din fig. 24, susceptibilitățile atomice ale gazelor inerte sînt situate între susceptibilitățile ionilor respectivi ai halogenilor și ai metalelor alcaline care,

conform teoriei, trebuie să fie mai mari, respectiv mai mici. Diamagnetismul soluțiilor ionice satisface, în general, regula de aditivitate

$$\varkappa_{\text{soluție}} = C_s \varkappa_s + (1 - C_s)\, \varkappa_{H_2O},$$

unde $\varkappa_s$ și $\varkappa_{H_2O}$ sînt respectiv susceptibilitățile sării și apei, iar C_s este concentrația sării.

Pot exista, însă, și excepții de la această regulă, cum este arătat, de exemplu, în fig. 25 [51] pentru soluția LiCl, a cărei susceptibilitate prezintă abateri apreciabile dela regula de adi-

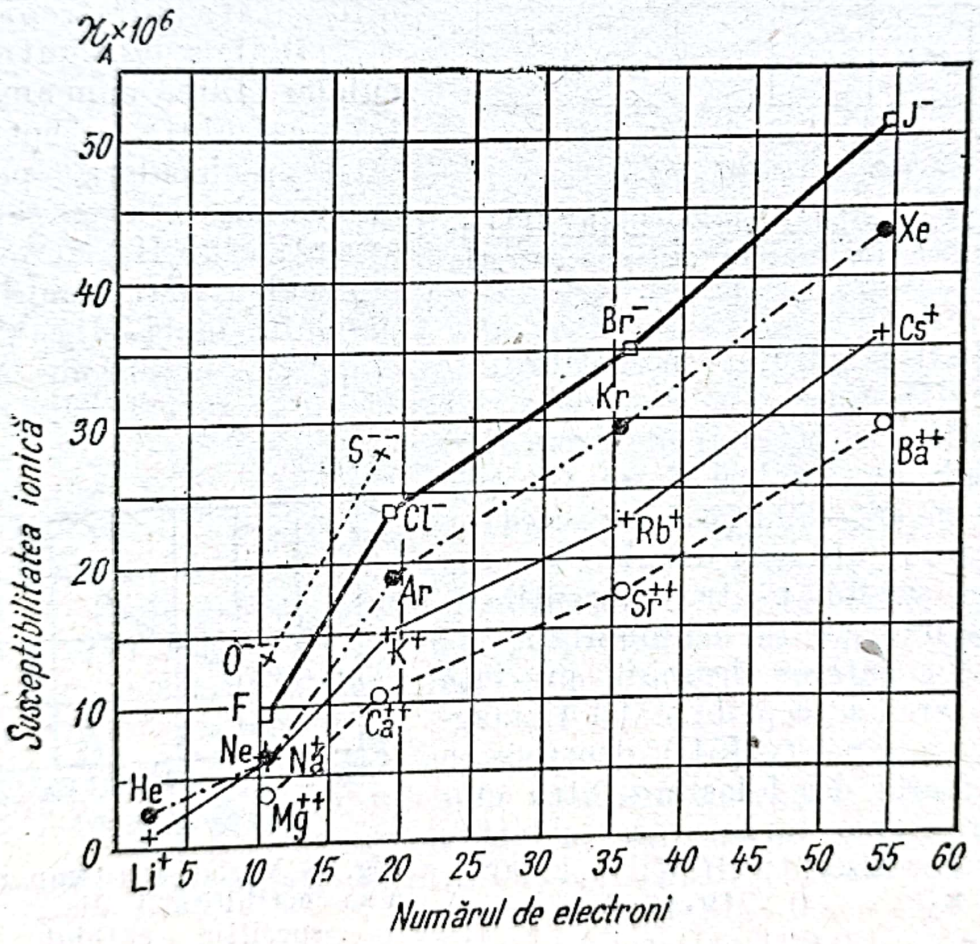


Fig. 24. Variația susceptibilității diamagnetice ionice a ionilor de structură asemănătoare, în funcție de numărul n de electroni din învelișul atomului.

tivitate. Abateri analoge de la regula de adivitate există și la soluțiile solide ale compușilor ionici (de exemplu, la KCl, NaCl).

În cristalele ionice și atomice, datorită interacțiunii dintre electroni și cu cîmpul rețelei, formulele (7.19) și (7.20), riguros

vorbind, nu mai sînt valabile. Acest fapt este indicat, de exemplu, de fenomenul anizotropiei magnetice, observat la cristalele ionice diamagnetice. De exemplu, în cazul zirconiului (v. [51]), valorile principale ale susceptibilității atomice sînt respectiv egale cu $-0{,}170 \cdot 10^{-6}$ și $-0{,}732 \cdot 10^{-6}$. Acest fapt mai este indicat și de o oarecare dependență de temperatură a susceptibilității și a anizotropiei ei.

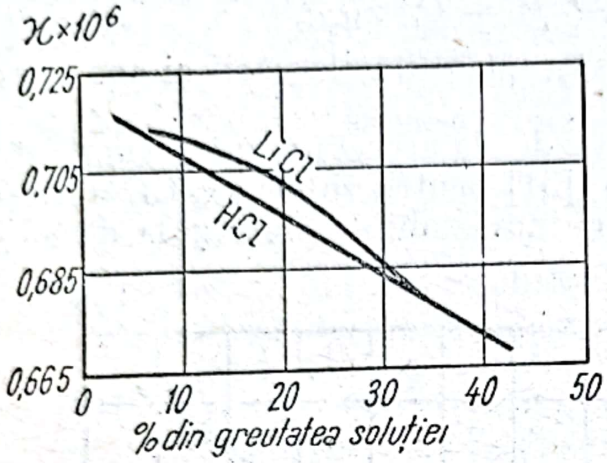


Fig. 25. Variația susceptibilității diamagnetice în funcție de concentrația soluției în apă.

3. **Diamagnetismul moleculelor.** După cum am arătat, calculul susceptibilității moleculare pentru moleculele biatomice (cu excepția lui H_2) și pentru moleculele mai complicate prezintă mari dificultăți. Șur [50] a măsurat susceptibilitatea vaporilor de brom molecular Br_2, care s-a dovedit a fi egală cu $-74 \cdot 10^{-6}$. Datele teoretice pentru ionii de brom Br^- și Br^+ dau valori între limitele $-62{,}24$ și $-89{,}81 \cdot 10^{-6}$, ceea ce concordă suficient de bine cu valoarea găsită pentru susceptibilitatea moleculară a bromului.

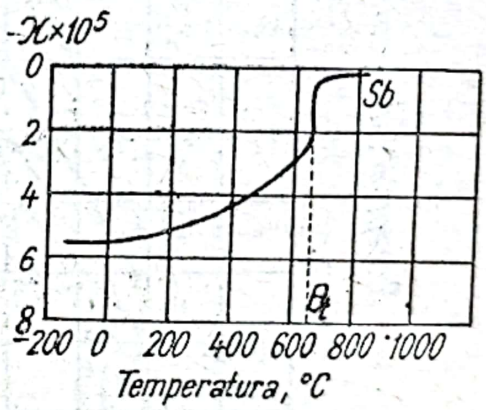


Fig. 26. Variația cu temperatura a susceptibilității diamagnetice specifice a stibiului.

Un interes deosebit prezintă măsurarea susceptibilității diamagnetice a apei (v. [51]), deoarece ea este foarte des folosită pentru etalonarea aparaturii și ca solvent. Valoarea susceptibilității ei, la 20°C, este $\varkappa_M = -0{,}7218 \cdot 10^{-6}$ cu precizia de $\pm\ 0{,}0007$. Dependența de temperatură a susceptibilității apei a fost studiată cu multă minuțiozitate.

Coeficientul de temperatură

$$\frac{1}{\varkappa_{H_2O}} \frac{d\varkappa_{H_2O}}{dT}$$

scade monoton de la $2{,}9 \cdot 10^{-4}$, la 5°C, pînă la $0{,}62 \cdot 10^{-4}$, la 70°C.

Se presupune că această dependență extrem de slabă de temperatură a susceptibilității apei se datorește depolimerizării cu temperatura a moleculelor de apă, ceea ce produce mici variații în structura învelișului electronic al moleculei de apă. Astfel de variații trebuie să se producă în cea mai mare măsură la topire sau la evaporare, ceea ce duce în adevăr, în anumite cazuri, la o variație puternică a susceptibilității diamagnetice, de exemplu, la topirea stibiului [50] (fig. 26).

Pe baza analizei numeroaselor date experimentale cu privire la măsurarea susceptibilității diamagnetice a compușilor, îndeosebi a celor organici, Pascal (v. [50]) a propus următoarea formulă empirică:

$$\varkappa_M = \sum n_A \varkappa_A + \lambda,$$

unde n_A este numărul de atomi de o anumită specie din moleculă, $\varkappa_A$ susceptibilitatea lor atomică, iar λ o corecție, care poate fi pozitivă sau negativă și care depinde de natura legăturilor chimice dintre atomi în moleculă. Astfel, după Pascal, atomul de carbon intră în compoziția moleculei cu susceptibilitatea $\varkappa_C = -6{,}0 \cdot 10^{-6}$, atomul de oxigen cu $\varkappa_O = -4{,}6 \cdot 10^{-6}$; după Pascal, legătura dublă C = O coboară diamagnetismul cu valoarea $\lambda_2 = 6{,}35 \cdot 10^{-6}$, iar o legătură triplă trebuie să dea o valoare mult mai mică. Pe de altă parte, experiențele lui Șur [50] au dat $\varkappa_M(CO) = -11{,}8 \cdot 10^{-6}$. În felul acesta, $\lambda_{CO} = 1{,}2 \cdot 10^{-6}$, ceea ce indică existența unei legături triple în molecula de CO.

Trebuie remarcat că diamagnetismul molecular, ca și cel ionic în starea cristalină, posedă proprietatea de anizotropie magnetică, care este produsă de forțele de interacțiune magnetică dintre electronii cristalului.

Cercetările cu privire la diamagnetismul molecular prezintă importanță mare pentru problemele de magnetochimie, deoarece dau posibilitatea de a se elucida mecanismul polimerizării și diferite probleme de structură ale sistemelor moleculare (pentru amănunte, v. [51]).

B. DIAMAGNETISMUL METALELOR

Metalele constituie un grup suficient de important de substanțe diamagnetice. Conform ultimelor date experimentale, acest grup cuprinde pînă la 20 de metale. În tabela VII, sînt date denumirile acestor metale și valorile susceptibilității lor atomice [51].

Se poate admite aproximativ că, la diamagnetismul metalelor solide și lichide, o dată cu scheletul atomic (ionii), contribuie și electronii de valență. Aceștia formează în rețeaua cristalină a metalelor un fel de „gaz" de electroni de conductibilitate. Dacă se compară susceptibilitatea diamagnetică observată a metalelor cu susceptibilitatea diamagnetică a ionilor lor, obținută din observații asupra sărurilor care conțin acești ioni și a soluțiilor lor, atunci se constată că întotdeauna $|\varkappa_{A\,met}| < |\varkappa_{A\,ion}|$. Astfel, pentru cupru, $\varkappa_{A\,met} = -5{,}4 \cdot 10^{-6}$, iar susceptibilitatea ionică a cuprului (Cu^+) este egală cu $\varkappa_{A\,ion} = -18{,}0 \cdot 10^{-6}$; pentru aur și argint avem, respectiv, $\varkappa_{A\,met} = -29{,}59 \cdot 10^{-6}$ și $-21{,}56 \cdot 10^{-6}$, $\varkappa_{A\,ion} = -45{,}8 \cdot 10^{-6}$ și $-31{,}0 \cdot 10^{-6}$.

Tabela VII

Susceptibilitatea atomică a metalelor diamagnetice la 20°C

Metalul	$\varkappa_A \cdot 10^6$	Metalul	$\varkappa_A \cdot 10^6$
Cupru	— 5,4	Indiu	— 12,36
Argint	—21,56	Taliu (α)	— 49,05
Aur	—29,59	Germaniu	— 8,9
Beriliu	— 9,02	Plumb	— 24,86
Zinc	—10,26	Arsen	— 5,5
Cadmiu	—19,6	Stibiu	—107
Mercur	—33,8	Bismut	—265
Bor	— 6,7	Seleniu	— 26,5
Galiu	—16,8	Telur	— 40,8

Acest fapt a fost pus în evidență pentru prima dată în 1923, de *I.G.Dorfman* [52], care a emis atunci ipoteza că electronii de conductibilitate prezintă un efect paramagnetic.

Întrucît susceptibilitatea diamagnetică a metalelor nu depinde, de obicei, de temperatură, rezultă, din ipoteza lui Dorfman, că *nu trebuie să depindă de temperatură nici paramagnetis-*

mul electronilor de conductibilitate. Aceste considerații ale lui Dorfman au fost confirmate în întregime de dezvoltarea ulterioară a teoriei cuantice a metalelor. Însă electronii de conductibilitate posedă nu numai paramagnetism, ci și diamagnetism. După teorema generală din statistica clasică a lui Van-Leeuwen-Terleţki (v. § 6), susceptibilitatea diamagnetică a gazului electronic trebuie să fie egală cu zero. După Bohr (v. [53]), în cazul unei probe metalice de dimensiuni finite, dispariția efectului diamagnetic se explică intuitiv prin aceea că momentul diamagnetic al electronilor din interiorul metalului, indus de un cîmp exterior (fig. 27), este complet compensat de momentul invers al „traiectoriei frînte“ a electronilor, care suferă reflexii pe suprafețele de frontieră ale probei. Această concluzie rezultă și din considerații energetice. Cîmpul magnetic, acționînd asupra mișcării electronilor, nu modifică valoarea absolută a vitezei lor, ci curbează numai traiectoria lor. De aceea, energia cinetică a electronilor rămîne neschimbată, atunci cînd se stabilește cîmpul magnetic. Landau [54] a descoperit faptul remarcabil că mișcarea de translație a electronilor liberi are un efect diamagnetic diferit de zero. În ceea ce privește acțiunea unui cîmp magnetic asupra unui gaz clasic de electroni liberi, se poate spune că, datorită curbării traiectoriilor electronilor în cîmp, proiecția mișcării lor pe un plan perpendicular pe direcția cîmpului magnetic are forma unor cercuri închise, adică are un caracter periodic. Trecînd la mecanica cuantică, fiecare mișcare periodică clasică se „cuantifică“ și, de aceea, o dată cu stabilirea cîmpului magnetic, electronii liberi își vor modifica energia și, în consecință, va apărea un efect diamagnetic diferit de zero.

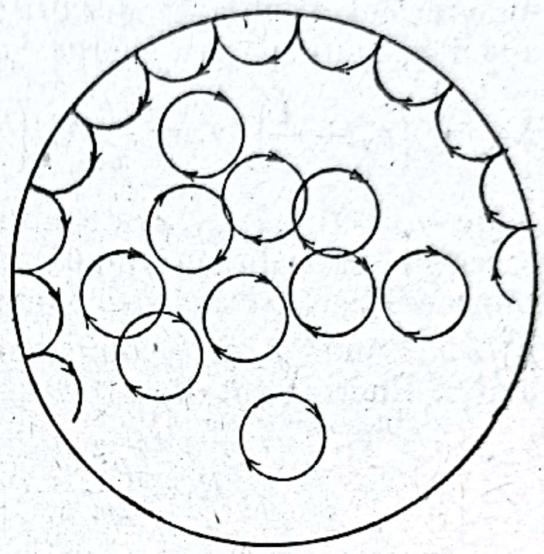


Fig. 27. Cu privire la demonstrația „clasică“ a dispariției diamagnetismului electronilor liberi.

Fie cîmpul orientat în lungul axei z; conform teoriei clasice, frecvența Larmor este

$$\nu_H = \frac{eH}{2\pi mc}.$$

Mișcarea de precesie circulară în jurul axei poate fi descompusă în suma a două mișcări periodice liniare, perpendiculare între ele, în lungul axelor x și y. Studiul cuantic [55,56] duce, în cazul unor astfel de mișcări (cazul unui oscilator armonic liniar), la apariția unui spectru energetic discret:

$$E_{n_\nu} = \left(n_\nu + \frac{1}{2}\right) h\nu_H = \frac{e\hbar}{mc} H \left(n_\nu + \frac{1}{2}\right) = 2\mu_B H \left(n_\nu + \frac{1}{2}\right), \quad (7.22)$$

unde $n_\nu = 0,1,2,3,\ldots$ este numărul cuantic al oscilatorului. Mișcarea electronului în lungul axei z nu este modificată de cîmp, ea rămîne liberă și nu se cuantifică, iar energia ei este egală cu $p_z^2/2m$, unde p_z este componenta impulsului electronului după axa z. Energia totală este

$$E = \frac{p_z^2}{2m} + 2\mu_B H \left(n_\nu + \frac{1}{2}\right). \quad (7.23)$$

Caracterul unei astfel de „cuantificări parțiale" a energiei electronilor liberi în cîmp poate fi reprezentat intuitiv în felul următor.

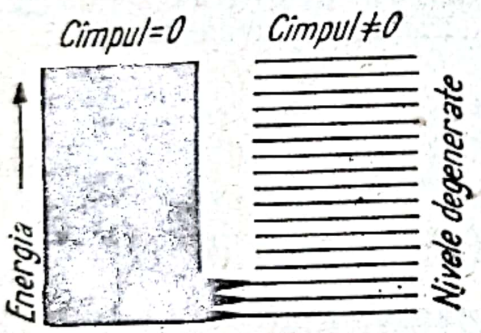


Fig. 28. Reprezentarea schematică a cuantificării nivelelor energetice într-un sistem bidimensional, în cîmp magnetic.

În absența unui cîmp magnetic, spectrul energetic care corespunde componentei mișcării electronului liber în planul (x,y) este continuu [energia acestei mișcări este egală cu $(p_x^2 + p_y^2)/2m$], ceea ce este reprezentat prin banda continuă din partea stîngă a fig. 28. În prezența unui cîmp magnetic exterior, întregul spectru se descompune în benzi subțiri de lățime

$$\Delta E = 2\mu_B H \left[\left(n_\nu + 1 + \frac{1}{2}\right) - \left(n_\nu + \frac{1}{2}\right)\right] = 2\mu_B H;$$

fiecare din acestea se transformă într-un nivel discret, corespunzător nivelului mediu al benzii în spectrul continuu (partea dreaptă din fig. 28). Prin urmare, fiecare nivel discret este degenerat de $2\mu_B H$ ori. Pentru determinarea magnetizării unui astfel de gaz electronic diamagnetic, trebuie să calculăm, înainte de toate, suma statistică Z [(v. (5.21)]. Pentru aceasta, trebuie să aflăm ponderile statistice ale stărilor, adică să deter-

minăm numărul lor într-un volum din spaţiul fazelor de forma unui inel cilindric de înălţime dp_z, de rază $p = \sqrt{p_x^2 + p_z^2}$ şi de grosime dp. Volumul unui astfel de inel este egal cu $2\pi p\, dp\, dp_z$. Conform (7.23), în mecanica cuantică, avem

$$\frac{p^2}{2m} \to E - \frac{p_z^2}{2m} = 2\mu_B H\left(n_\nu + \frac{1}{2}\right);$$
$$p\, dp \to 2\, m\mu_B\, H\Delta n_\nu = 2m\mu_B H.$$

Dacă ne mai reamintim că mărimea celulei elementare din spaţiul fazelor[1]) este h^3/V, unde V este volumul metalului şi dacă ţinem seamă de spinul electronului, atunci, înlocuind pe μ_B cu valoarea lui din (1.2a), obţinem pentru ponderea statistică

$$g_{n_\nu} = \frac{2eVH}{h^2c}\, dp_z. \tag{7.24}$$

Introducînd (7.24) şi (7.23) în formula (5.21) pentru suma statistică, obţinem

$$Z = \sum_{n_\nu=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dp_z \frac{2eVH}{h^2c}\, e^{-\frac{\left[\mu_B H\,(2n_\nu+1) + p_z^2/2m\right]}{kT}} =$$
$$= \frac{eVH}{h^2c} \frac{\sqrt{2\pi\, mkT}}{2\mathrm{sh}\,\frac{\mu_B H}{kT}}. \tag{7.25}$$

În virtutea relaţiilor (5.19) şi (5.20), obţinem pentru magnetizare [2])

$$I = NkT\frac{d\ln Z}{dH} = -N\mu_B\left[\mathrm{cth}\left(\frac{\mu_B H}{kT}\right) - \frac{kT}{\mu_B H}\right]. \tag{7.26}$$

În cazul unor cîmpuri slabe şi al unor temperaturi nu prea coborîte, adică în caz că este îndeplinită condiţia $H\mu_B \ll kT$, ex-

[1]) Mai corect, volumul în spaţiul fazelor este h^3; aici este vorba de volumul în spaţiul impulsurilor, unde într-adevăr volumul este h^3/V. *N. Trad.*

[2]) Din (7.26), se vede că, la limită, pentru $h \to 0$, adică pentru $\mu_B \to 0$, fiecare dintre cele două componente tinde către infinit, iar suma lor, către zero; aceasta înseamnă tocmai compensarea reciprocă a frecvenţelor „internă" şi de „frontieră" ale momentului diamagnetic, în cazul clasic.

presia (7.26) capătă o formă mai simplă și obținem pentru susceptibilitatea diamagnetică a gazului electronic

$$\varkappa_{\text{dia}} = -\frac{1}{3}\frac{N\mu_B^2}{VkT} = -\frac{1}{3}\frac{n\mu_B^2}{kT}, \tag{7.27}$$

unde $n = N/V$ este densitatea electronilor de conductibilitate, adică numărul lor în unitatea de volum. Vom arăta mai jos (v. § 9) că efectul paramagnetic, determinat de momentele paramagnetice de spin ale gazului electronic, dă susceptibilitatea

$$\varkappa_{\text{para}} = +\frac{N\mu_B^2}{kT}, \tag{7.28}$$

adică o mărime care este de trei ori mai mare în valoare absolută decît $\varkappa_{\text{dia}}$.

Trebuie observat că, în deducerea relației (7.27), am comis o eroare importantă, deoarece am considerat că gazul electronic urmează statistica clasică, în timp ce, în realitate, el se supune statisticii Fermi. Din (7.27) însă, se poate obține o expresie corectă pentru $\varkappa_{\text{dia}}$, pe cale elementară, fără a mai efectua un calcul statistic. Din caracterul distribuției Fermi, rezultă că gazul electronic este, de obicei, puternic degenerat la toate temperaturile, pînă la temperatura de evaporare a metalului. De aceea, electronii se comportă „clasic" (în sensul statisticii) numai într-o zonă îngustă din vecinătatea energiei limită Fermi. Numărul acestor electroni activi din punct de vedere termic în unitatea de volum este dat, în primă aproximație, de formula

$$n' = n\frac{T}{\Theta}, \tag{7.29}$$

unde T este temperatura absolută, iar Θ temperatura de degenerare, legată de numărul de particule ale gazului electonic prin relația cunoscută [55]

$$\Theta = \frac{h^2}{2mk}\left(\frac{3n}{8\pi}\right)^{2/3}. \tag{7.30}$$

Introducînd (7.30) în locul lui n în (7.29) și apoi în (7.27), obținem

$$\varkappa_{\text{dia}} = -\frac{4m\mu_B^2}{h^2}\left(\frac{\pi}{3}\right)^{2/3} n^{1/3}, \tag{7.31}$$

adică expresia pe care a obținut-o Landau [54]. Formula (7.31) arată că gazul cuantic de electroni liberi prezintă un efect diamagnetic, care nu poate fi observat nici el direct, deoarece este acoperit de un paramagnetism de spin pozitiv de trei ori mai puternic (v. mai departe, § 9).

Calculul dat mai sus nu ține seama de faptul că electronii de conductibilitate din rețeaua metalului nu formează un gaz de particule „libere", ci că ei se găsesc sub acțiunea intensă a potențialului periodic al ionilor. În primă aproximație, putem ține seama de acest fapt, dacă introducem în (7.31), în locul masei m a electronului, masa lui efectivă m^* ($\neq m$). Un calcul mai precis [56, 57] arată că susceptibilitatea diamagnetică a unui metal constă efectiv din suma susceptibilității diamagnetice a ionilor $\varkappa_{\text{dia}}^{(1)}$, a electronilor de conductibilitate $\varkappa_{\text{dia}}^{(2)}$ [în cazul unei legături slabe, această mărime este de forma (7.31)] și, în sfîrșit, din încă un termen suplimentar $\varkappa_{\text{dia}}^{(3)}$, determinat de mărimea interacțiunii electronilor și a ionilor și care, în cazurile limită al legăturii puternice și al legăturii slabe, dispare.

Ca rezultat al unor calcule suficient de complicate, teoria dă următoarea expresie pentru primii doi termeni din formula susceptibilității diamagnetice:

$$\varkappa_{\text{dia}}^{(1)} \approx -\, n\, \frac{e^2}{6mc^2}\, \overline{r^2}, \tag{7.32}$$

$$\varkappa_{\text{dia}}^{(2)} = \frac{e^2}{12\pi h^2 c^2} \int_{S_k} \left[\frac{\partial^2 E}{\partial k_x^2} \frac{\partial^2 E}{\partial k_y^2} - \left(\frac{\partial^2 E}{\partial k_x\, \partial k_y} \right)^2 \right] \frac{dS_k}{|\nabla_k E|}; \tag{7.33}$$

integrala este aici extinsă la suprafața S_k a domeniului umplut cu electroni în spațiul cvasiimpulsurilor (k_x, k_y, k_z); axa z este paralelă cu cîmpul magnetic exterior, $|\nabla_k E|$ este valoarea absolută a gradientului energiei electronului în spațiul cvasiimpulsurilor. Se vede ușor că, pentru electronii liberi, cînd $E = \frac{h^2 (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)}{2m}$, sau pentru electronii legați, în aproximația masei efective $\left(E = \frac{h^2 (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)}{2m^*} \right)$, expresia (7.33) se reduce la formula lui Landau (7.31), respectiv cu m sau m^*. Din (7.33), se vede, că în cazul general, $\varkappa_{\text{dia}}^{(2)}$ este determinată de curbura suprafeței energiei (expresia din paranteze pătrate de sub semnul integrală). De aceea, $\varkappa_{\text{dia}}^{(2)}$ pentru electronii de conductibilitate poate fi atît negativă

cît și pozitivă, dar pentru o zonă energetică aproapé goală sau plină (cînd este valabilă aproximația masei efective) mărimea $\varkappa^{(2)}_{\text{dia}}$ este întotdeauna negativă. Din (7.33), rezultă că, de exemplu, metalele alcalino-pămîntoase și bismutul (v. tabela VII), care au zone energetice aproape pline cu suprafața $E(\vec{\kappa})$ cu curbură negativă mare, trebuie să aibă o susceptibilitate diamagnetică mare. Rețeaua cristalină a bismutului nu este tipică pentru majoritatea zdrobitoare a metalelor. Aceasta explică, probabil, și dependența de temperatură a diamagnetismului bismutului[1]). Deoarece, însă, aproximația monoelectronică este foarte grosolană, este îndoielnic că ne-am putea bizui pe valorile obținute teoretic pentru susceptibilitatea diamagnetică.

Mărimea $\varkappa^{(3)}_{\text{dia}}$ nu are un analog atît de simplu ca primii doi termeni și depinde de caracterul și de mărimea legăturii electronilor în rețeaua cristalină.

A mai fost găsită și o variație periodică a momentului diamagnetic, atunci cînd variază intensitatea cîmpului magnetic în domeniul temperaturilor joase. Acest fenomen poate fi explicat cantitativ, dacă renunțăm la limitarea determinată de inegalitatea $H\mu_B \ll kT$, care stă la baza tuturor calculelor precedente, și dacă căutăm o soluție cuantică riguroasă. Calitativ, se poate înțelege lucrul acesta, recurgînd la fig. 28. Gradul de degenerare al nivelelor energetice este determinat de mărimea cîmpului magnetic, după formula (7.24). Dacă acest număr este mai mare decît numărul total N de electroni, atunci ei se „așază" cu toții pe nivelul cu $n_\nu = 0$; o dată cu micșorarea cîmpului, numărul locurilor pe nivel scade și poate deveni mai mic decît N; atunci electronii încep să se „mute" pe nivelul următor, cu $n_\nu = 1$ etc. De aceea, și proprietățile magnetice ale electronilor trebuie să varieze periodic cu variația mărimii cîmpului magnetic, susceptibilitatea putînd să varieze nu numai ca mărime ci și ca semn, fapt observat și experimental [60].

Seitz [56] dă o ilustrare cantitativă bidimensională simplă a acestui fenomen. Conform cu (7.23), nivelele de energie ale electronului, în prezența cîmpului, sînt date de ecuația

$$\varepsilon = \mu_B H (2n_\nu + 1).$$

---

[1]) Studiul teoretic cel mai amănunțit al diamagnetismului bismutului în cadrul teoriei monoelectronice a fost efectuat de Blackman [59].

În conformitate cu (7.24), multiplicitatea degenerării pentru cazul bidimensional ($V \to S$!) este

$$g'_{n_y} = \frac{eH}{ch} S.$$

Dacă g'_{n_y} este mai mare decît numărul total N de electroni, toți aceștia vor ocupa starea cu $n_y = 0$ și energia totală va fi

$$E = N\mu_B H; \tag{7.34}$$

în conformitate cu (5.19) sau (7.13), acesteia îi corespund un moment magnetic constant $M = N\mu_B$ și o susceptibilitate nulă. Pe măsură ce cîmpul magnetic H se micșorează, scade și energia totală E, pînă cînd g'_{n_y} devine mai mic decît N; atunci, în virtutea principiului lui Pauli, o parte dintre electroni trebuie să treacă pe nivelul cu $n_y = 1$ și, prin urmare, energia crește o dată cu scăderea cîmpului, adică sistemul devine paramagnetic. Se găsește ușor că expresia generală pentru energia totală, în prezența cîmpului dat de inegalitatea

$$\frac{N}{n_y + 1} < \frac{eS}{ch} H < \frac{N}{n_y}, \tag{7.35}$$

este de forma

$$E(n_y) = \frac{eS}{ch} \mu_B H^2 \{1 + 3 + \ldots + [2(n_y - 1) + 1]\} +$$

$$+ \left(N - n_y \frac{eS}{ch} H\right) H\mu_B (2n_y + 1) =$$

$$= N\mu_B (2n_y + 1) H - \frac{eS}{ch} \mu_B n_y (n_y + 1) H^2.$$

Prin urmare, în cîmpurile date de inegalitatea (7.35), momentul magnetic al sistemului de electroni este

$$M = -\frac{\partial E(n_y)}{\partial H} = -N\mu_B (2n_y + 1) + 2\frac{eS}{ch} \mu_B n_y (n_y + 1) H.$$

Pentru $\frac{eS}{ch} H = \frac{N}{n_y}$, momentul magnetic este $M = +N\mu_B$, iar pentru $\frac{eS}{ch} H = \frac{N}{n_y + 1}$, respectiv, $M = -N\mu_B$. Prin urmare,

pe măsură ce cîmpul magnetic scade, M își schimbă semnul la anumite intervale bine determinate și, pentru valori ale cîmpului pentru care $\frac{eS}{ch} H = \frac{N}{n_v}$ prezintă discontinuități (fig. 29). Din (7.23), rezultă că spectrul energetic tridimensional real este continuu, de aceea, în cazul tridimensional, nu trebuie să existe

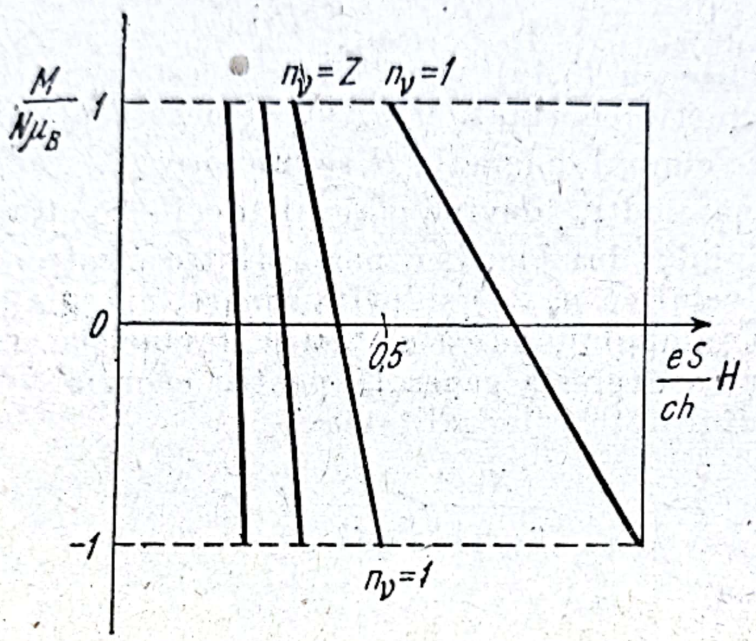


Fig. 29. Variația momentului magnetic al unui sistem bidimensional de electroni, la $T=0°K$, în funcție de intensitatea cîmpului magnetic exterior.

discontinuități în mărimea magnetizării. A. Peierls [58] a arătat că, în adevăr, funcția $M(H)$ nu prezintă, în acest caz, discontinuități, dar oscilațiile de semn se păstrează. În fig. 30, sînt comparate valorile teoretice [59] (curba continuă) și valorile experimentale [60] (curba întreruptă) ale susceptibilității diamagnetice a bismutului, pentru una din direcțiile situate într-un plan perpendicular pe axa principală a cristalului. Curbele au un caracter „oscilant“ Ele sînt, însă, asimetrice în raport cu axa absciselor și susceptibilitatea este întotdeauna negativă. Blackman [59] consideră că această asimetrie este legată de faptul că la diamagnetism participă nu numai electronii care produc oscilațiile susceptibilității, dar și alții, mai numeroși, care determină

în fond diamagnetismul, independent de temperatură; de aceea curba din fig. 30 dă efectul total al ambelor grupuri de electroni.

Analiza teoretică cea mai completă a dependenței de cîmp la temperaturi joase a susceptibilității magnetice a metalelor a fost dată într-o serie de lucrări ale fizicienilor sovietici Landau [61], Ahiezer [62] și Rumer [63]. Variația cu cîmpul a susceptibilității, obținută în aceste lucrări, și-a găsit confirmarea în cercetările experimentale fundamentale ale lui B. G. Lazarev și ale altor autori [64]. În particular, în lucrările lui Verkin, La-

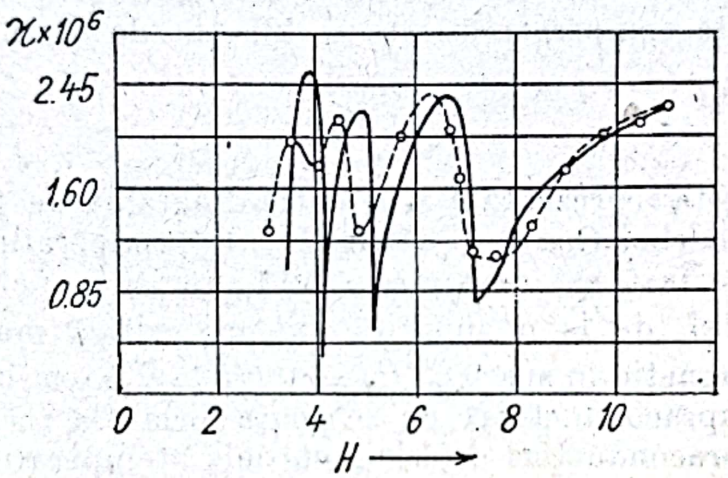


Fig. 30. Compararea valorilor teoretice și experimentale ale susceptibilității magnetice a bismutului la temperaturi joase într-un plan perpendicular pe axa principală. Valorile experimentale la 1,26°K sînt notate cu cercuțe pe curbele desenate cu linie întreruptă.

zarev și Rudenko, s-a atătat că efectul de Haas—Van Alphen—caracterul periodic al dependenței susceptilității de cîmpul magnetic la temperaturi joase—se observă nu numai la bismut, ci și la zinc, staniu, beriliu, magneziu, indiu, cadmiu, galiu și grafit. De aceea, acest fenomen trebuie considerat nu ca un fenomen anormal caracteristic numai pentru bismut, ci ca un fenomen universal legat de starea metalică a materiei. Aceeași concluzie rezultă și din lucrările teoretice de mai sus. În particular, Rumer [63] a arătat (v. și § 9, secțiunea D) că teoria lui, bazată pe modelul „electronilor liberi", dă o explicație calitativă bună a rezultatelor experimentale ale lui Verkin, Lazarev și Rudenko.

§ 8. PROPRIETĂȚILE MAGNETICE ALE SUPRACONDUCTORILOR[1])

Importanța și specificul proprietăților magnetice în starea specială a cîtorva metale și aliaje la temperaturi foarte joase denumită supraconductoare, rezultă destul de clar din influența, cîmpului magnetic asupra tranziției de fază a substanțelor din starea normală în cea supraconductoare. Această influență constă, înainte de toate, în scăderea, o dată cu creșterea cîmpului magnetic exterior, a temperaturii Θ_{sc} a tranziției de fază din starea supraconductoare în cea normală a metalului, cu alte cuvinte, această temperatură este o funcție de cîmp $\Theta_{sc}(H)$ și

$$\frac{d\Theta_{sc}H}{dH} < 0. \tag{8.1}$$

În fig. 31, este reprezentată schematic diagrama de fază în planul H, T a curbei $\Theta_{sc}(0)$. Pentru $H = 0$, temperatura $\Theta_{sc}(0)$ a tranziției de fază estemaximă; o dată cu creșterea cîmpului ea, scade încet și, de la o anumită valoare critică maximă H_k^0 a cîmpului magnetic în sus, $\Theta_{sc}(H) = 0$ $(H \geqslant H_k^0)$, adică, în general, faza supraconductoare nu se poate forma la nici o temperatură. În supraconductori diferiți, curbele temperaturii $\Theta_{sc}(H)$ ale tranziției de fază sau curbele cîmpului critic $H_k(T)$ intersectează axele T și H în puncte $\Theta_{sc}(0)$ și $H_k(0)$ diferite, care sînt constante caracteristice pentru starea supraconductoare a fiecărei substanțe date. Valorile numerice ale temperaturii $\Theta_{sc}(0)$ la diferite corpuri oscilează în limitele de la fracțiuni de grad pînă la 10° K, iar $H_k(0)$ de la sute la cîteva mii de oerstezi [2]).

Pentru $H = 0$, tranziția de fază din starea normală în cea supraconductoare este o tranziție de fază de ordinul doi tipică, la care nu există o variație discontinuă a volumului specific și nici o căldură latentă de tranziție. În prezența unui cîmp magnetic exterior $(H \neq 0)$, această tranziție devine o tranziție de fază de ordinul întîi și, de aceea, apare o căldură lantentă. Dacă notăm cu F_N^0 energia liberă a stării normale și cu F_{sc}^0 cea a stării supra-

[1]) Cititorul poate găsi o expunere amănunțită asupra stării actuale a teoriei supraconductorilor, o sinteză a faptelor experimentale fundamentale și o bibliografie amănunțită, în excelentele monografii ale lui V. L. Ghinsburg [49, 70].

[2]) Mai jos, se introduc notațiile $\Theta_{sc}(0) = \Theta_{sc}^0$ și $H_k(0) = H_k^0$.

conductoare pentru $H = 0$, atunci, în punctul de tranziție de fază, este valabilă egalitatea

$$F^0_{sc}(\Theta^0_{sc}) = F^0_N(\Theta^0_{sc}), \tag{8.2}$$

afară de aceasta, pentru Θ^0_{sc}, sînt egale între ele și entropiile celor două faze:

$$S^0_{sc}(\Theta^0_{sc}) = S^0_N(\Theta^0_{sc}); \tag{8.3}$$

aceasta înseamnă că nu există căldură latentă de tranziție.

În prezența unui cîmp magnetic ($H \neq 0$), în cazul unor probe

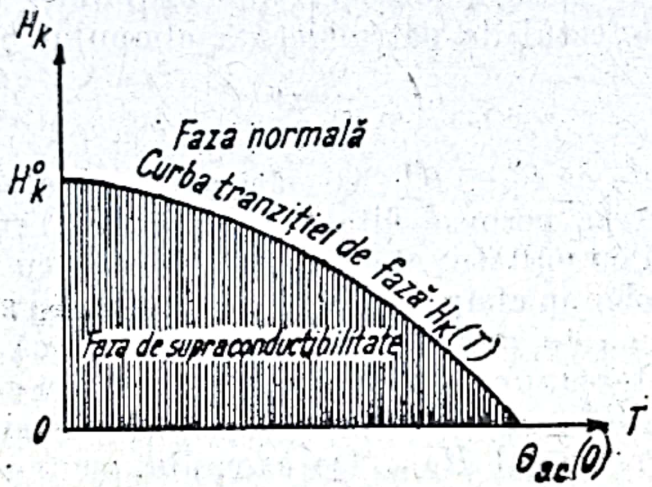


Fig. 31. Diagrama de fază schematică pentru un supraconductor în planul ($H - T$).

masive, la care toate cele trei dimensiuni liniare sînt $> 10^{-5}$ cm, egalitatea (8.2) trebuie înlocuită prin alta [49,65] [1]):

$$F^0_N(\Theta_{sc}) = F^0_{sc}(\Theta_{sc}) + \frac{H^2_{k.m}(\Theta_{sc})}{8\pi}. \tag{8.4}$$

Dată fiind importanța relației (8.4), ne vom opri ceva mai amănunțit asupra deducerii ei. Dacă tranziția din starea supraconductoare în cea nesupraconductoare și invers se produce atît de

[1]) Trebuie subliniată aici diferența dintre proprietățile probelor supraconductoare „masive" și „subțiri" (mai amănunțit, v. mai departe); vom numi subțiri acele probe la care una dintre dimensiunile liniare este comparabilă cu adîncimea de pătrundere a cîmpului magnetic în faza supraconductoare. Vom nota cu $H_{k.m}$ (cîmpul H_k cu indicele suplimentar m) mărimea cîmpului critic pentru o probă supraconductoare masivă, care diferă de mărimea cîmpului critic pentru probe subțiri.

încet încît să o putem considera reversibilă, atunci variația energiei libere a corpului în această transformare este egală cu lucrul A_{12}, pe care îl furnizează corpului cîmpul electromagnetic, adică

$$F_{sc} - F_N = A_{12}. \tag{8.5}$$

Pentru faza normală, avem (în unitatea de volum)

$$F_N = F_N^0 + \frac{H_{k.m}^2}{8\pi}, \tag{8.6}$$

iar pentru faza supraconductoare (în cazul unei probe masive, dacă neglijăm efectul de pătrundere a cîmpului și curentului),

$$F_{sc} = F_{sc}^0. \tag{8.7}$$

Aici se consideră că F_N^0 și F_{sc}^0 își păstrează valoarea în prezența cîmpului, deoarece permeabilitatea magnetică a supraconductorului este egală cu unitatea. Lucrul A_{12} este egal cu variația energiei libere a probei în cîmpul magnetic exterior. În stare normală, această energie este practic egală cu zero (dacă se consideră $\mu = 1$), iar în starea supraconductare, ea este egală cu $M(H_{k.m}) \times H_{k.m}$, unde $M(H_{k.m})$ este momentul magnetic al supraconductorului masiv în cîmpul $H_{k.m}$. De exemplu, pentru un cilindru, într-un cîmp paralel cu axa lui, ea este egală cu $-\frac{H_{k.m}^2}{4\pi}$ și, prin urmare,

$$A_{12} = -\frac{H_{k.m}^2}{4\pi}. \tag{8.8}$$

Introducînd (8.6)—(8.8) în (8.5), obținem (8.4).

Din (8.4), se vede că, practic, pentru $H \neq 0$, energia liberă a fazei normale nu variază (la corpuri slab magnetice !), în timp ce energia liberă a stării supraconductoare depinde esențial de cîmpul magnetic. În acest caz, căldura latentă este diferită de zero și, în virtutea lui (8.4), avem, în locul lui (8.3),

$$Q = T(S_N^0 - S_{sc}^0) = -T\left(\frac{\partial F_N^0}{\partial T} - \frac{\partial F_{sc}^0}{\partial T}\right) = -\frac{T H_{k.m}}{4\pi}\frac{dH_{k.m}}{dT}. \tag{8.9}$$

Conform cu (8.1), derivata $dH_{k.m}/dT < 0$ și, prin urmare, $Q > 0$, adică la tranziția din starea normală în cea supraconductoare,

se absoarbe căldură, iar la tranziția inversă, se degajă căldură. Pentru căldura specifică $C = T\frac{\partial S}{\partial T}$, obținem

$$\Delta C = C_{sc} - C_N = \frac{T}{4\pi} H_{k.m} \frac{d^2 H_{k.m}}{d T^2} + \frac{T}{4\pi}\left(\frac{dH_{k.m}}{dT}\right)^2. \quad (8.10)$$

Pentru $T = \Theta_{sc}(0)$, $H_k = 0$, $Q = 0$ și

$$\Delta C_0 = \frac{\Theta_{sc}(0)}{4\pi}\left(\frac{dH_{k.m}}{dT}\right)^2_{\Theta_{sc}(0)}. \quad (8.10a)$$

Această influență esențială a cîmpului magnetic exterior asupra procesului de apariție a stării supraconductoare este strîns legată de proprietățile magnetice ale acestei faze. Experiențe numeroase, efectuate începînd din anii 1933—1934 (Meissner-Oxenfeld, Riabinin-Șubnikov) au atătat că, în interiorul supraconductorilor *masivi*,

$$\vec{B} = \vec{H} = 0. \quad (8.11)$$

Pe de altă parte, încă în momentul descoperirii fenomenului de supraconductibilitate (anul 1911), se considera că proprietatea primară a supraconductorilor este lipsa rezistenței electrice. Admițînd valabilitatea legii lui Ohm, rezultă imediat din această ipoteză că, în interiorul supraconductorului, cîmpul electric este nul:

$$\vec{E} = 0. \quad (8.12)$$

Dar atunci, din ecuația lui Maxwell (legea inducției)

$$\text{rot}\,\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{d\vec{B}}{dt}, \quad (8.13)$$

rezultă că $\vec{B} = \text{const}$. Din această consecință ar părea să rezulte că, în supraconductori, trebuie să existe așa-numitul efect de „înghețare" a cîmpului magnetic, care există în metal la $T > \Theta_{sc}$. Experiența a arătat, însă, că este valabilă relația (8.11): cîmpul magnetic nu „îngheață", ci este „expulzat" din supraconductor. Formula (8.11) nu este o consecință a ecuației (8.12), ci trebuie considerată ca fiind la fel de îndreptățită de a reprezenta o proprietate primară a supraconductorului.

Dacă considerăm un supraconductor de formă cilindrică la $T < \Theta_{sc}^{0}$, „curba lui de magnetizare“, în ipoteza că faza normală este slab magnetică, adică în ipoteza că $\mu \sim 1$ și $H = B$, are, într-un cîmp paralel cu axa cilindrului, forma reprezentată în fig. 32. Pentru $H \leqslant H_{k.m}$, inducția $B = 0$, iar pentru $H \geqslant H_{k.m}(T)$, inducția coincide cu cîmpul, adică $B = H$. În supraconductorii cilindrici reali, datorită impurităților și deformațiilor inevitabile din rețeaua cristalină, forma curbei $B(H)$ se complică și are loc fenomenul de hysteresis magnetic. Însă, cu cît materialul este mai pur, cu atît fenomenul de hysteresis este mai puțin pronunțat.

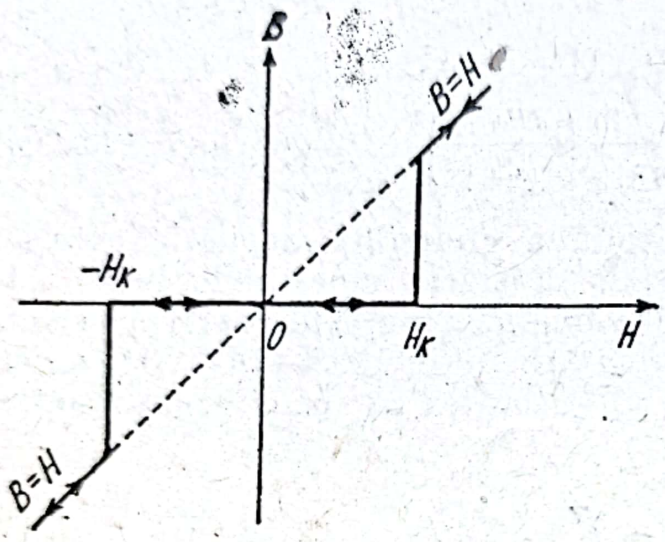


Fig. 32. Curba de magnetizare a unui cilindru supraconductor infinit de lung, într-un cîmp paralel cu axa lui.

Un studiu mai amănunțit al proprietăților supraconductorilor ne arată că cîmpul magnetic pătrunde în interiorul supraconductorului pe o adîncime apreciabilă, de $\sim 10^{-5}$ cm (adică cu mii de distanțe interatomice!); de aceea, în pelicule supraconductoare foarte subțiri, a căror grosime nu depășește 10^{-4}—10^{-5} cm, nu mai putem considera riguros valabilă relația (8.11).

În § 6, am arătat că nu sînt motive de identificare a unui supraconductor cu un „supra“-diamagnetic. Împrejurarea că, în interiorul unui supraconductor masiv, cîmpul magnetic este nul, este un rezultat al faptului că, la stabilirea cîmpului magnetic exterior, sau la răcirea corpului în prezența unui cîmp magnetic pînă la o temperatură inferioară celei critice $\Theta_{sc}(H)$, în pătura superficială a supraconductrului începe să circule un curent electric macroscopic. În interiorul corpului, cîmpul magnetic al acestui curent este orientat în sens contrar cîmpului exterior, iar suma acestor două cîmpuri dă un cîmp rezultant nul. În felul acesta, se poate spune că, în supraconductor, cîmpul magnetic exterior este ecranat de un macrocurent superficial. Dimpotrivă, într-un diamagnetic „ideal“, $\vec{B} = 0$, deoarece, în tot volumul lui, există

o magnetizare diamagnetică „inversă" cîmpului exterior, egală cu $-\frac{1}{4\pi} H$, fără ca acest cîmp exterior H să fie el însuși nul.

În cazul supraconductorilor, ecuațiile electrodinamicii sînt valabile, cu singura deosebire față de mediile normale că legea lui Ohm, care face legătura între densitatea crentului electric și vectorul cîmp electric, este completată printr-un nou sistem de ecuații.

Înainte de toate, se presupune că curentul electric total $\vec{j}$ în supraconductor se compune, în cazul general, din curentul de supraconducție $\vec{j}_{sc}$ și curentul normal $\vec{j}_N$, adică

$$\vec{j} = \vec{j}_{sc} + \vec{j}_N, \tag{8.14}$$

unde

$$\vec{j}_N = \sigma \vec{E}, \tag{8.15}$$

iar $\vec{j}_{sc}$ satisface ecuațiile

$$\frac{\partial \Lambda \vec{j}_{sc}}{\partial t} = \vec{E}, \tag{8.16}$$

$$\text{rot}\, \Lambda \vec{j}_{sc} = -\frac{1}{c} \vec{H}, \tag{8.17}$$

unde Λ este o nouă constantă, caracteristică pentru starea supraconductoare [1]).

Dacă aplicăm ecuațiile electrodinamicii și formulele (8.16) (8.17), de exemplu pentru un supraconductor plan masiv, atunci cîmpul descrește pe normala la suprafață în interiorul supraconductorului, după legea [49,70]

$$H = H_0 e^{-\frac{x}{\delta}}, \tag{8.18}$$

iar densitatea curentului, după legea

$$j_{sc} = j_{sc\,0} e^{-\frac{x}{\delta}} = \frac{c H_0}{4\pi\delta} e^{-\frac{x}{\delta}} = \frac{c}{4\pi\delta} H, \tag{8.19}$$

[1]) În modelul foarte aproximativ numit modelul inerțial al supraconductorului (în acest model supraconductorul se tratează ca un conductor ideal cu $\sigma \to 0$), constanta Λ are valoarea $\Lambda = \frac{m}{e^2 n_{sc}}$ unde n_{sc} este numărul de electroni în unitatea de volum care participă la curentul de supraconducție.

unde x este distanța de la suprafață, H_0 cîmpul la suprafață, iar δ o constantă care determină adîncimea de pătrundere a cîmpului magnetic în supraconductor, legată de constanta Λ prin formula

$$\delta = \sqrt{\frac{\Lambda c^2}{4\pi}} = \sqrt{\frac{mc^2}{4\pi e^2 n_{sc}}} . \qquad (8.20)$$

Pentru $T \to \Theta_{sc}$, $\delta \to \infty$, și deci și $\Lambda \to \infty$; prin urmare cum rezultă din (8.16) și (8.17) pentru $T = \Theta_{sc}$ curentul de supraconducție este egal cu zero.

Curba de magnetizare a unui supraconductor, reprezentată în fig. 32, are o formă atît de simplă numai pentru corpurile de forma unui cilindru suficient de lung sau a unei bare cu fețele laterale paralele cu cîmpul magnetic exterior. Dacă forma corpului este alta, de exemplu, o sferă, sau un cilindru a cărui generatoare face un unghi drept cu direcția cîmpului exterior, atunci astfel de corpuri supraconductoare, găsindu-se într-un cîmp exterior, îl vor deforma într-o măsură mai mică sau mai mare. În cazul unui supraconductor de formă sferică, se poate spune că, în ceea ce privește influența lui deformantă asupra cîmpului exterior H_0, în exteriorul volumului lui (în interiorul sferei, $H = 0$!), cîmpul magnetic suplimentar al sferei supraconductoare este cel al unui dipol situat în centrul sferei, cu momentul

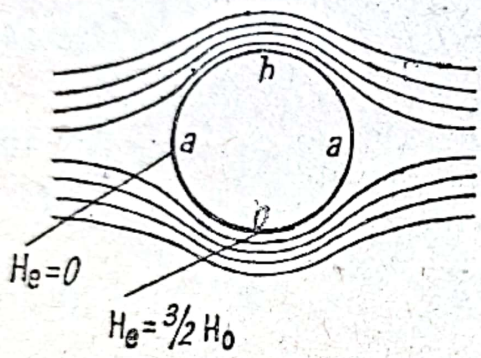


Fig. 33. Deformarea unui cîmp magnetic exterior uniform $\vec{H}$ de o sferă supraconductoare.

$$\vec{M} = -\frac{R_0^3 \vec{H}_0}{2} ,$$

unde R_0 este raza sferei. Prin urmare, cîmpul total, în exteriorul sferei, este

$$\vec{H}_e = \vec{H}_0 + \frac{3(\vec{R}\vec{M})\vec{R}}{R^5} - \frac{\vec{M}}{R^3} . \qquad (8.21)$$

La polii sferei (b—b, în fig 33), cîmpul exterior va avea valoarea maximă

$$\vec{H}e_{max} = \frac{3}{2}\vec{H}_0 , \qquad (8.22)$$

în timp ce, la ecuator (a—a, în fig. 33), el va avea valoarea minimă, egală cu zero.

Existența unui cîmp magnetic neuniform în jurul supraconductorilor poate fi arătată intuitiv, folosind cunoscutul efect al magnetului plutitor. Asupra acestei împrejurări a tras atenția pentru prima dată Arkadiev [69], care a realizat o experiență de efect cu plutirea unor magneți permanenți dintr-un aliaj de fier-nichel-aluminiu peste proba supraconductoare de plumb.

Un fenomen analog se va produce pentru un corp de formă oarecare cu un factor de demagnetizare diferit de zero, pentru direcția paralelă cu cîmpul exterior. O particularitate caracteristică a procesului de magnetizare a unor astfel de supraconductori este faptul că, dacă mărim treptat intensitatea cîmpului magnetic exterior, acesta nu atinge valoarea critică în același timp pe toată suprafața corpului. Pentru o sferă, de exemplu, cîmpul critic va fi atins mai întîi la poli (b—b, fig. 33) unde, conform cu (8.22), cîmpu magnetic exterior este maxim. De aceea, la prima vedere, este natural să presupunem că procesul de distrugere a stării supraconductoare trebuie să înceapă de la ecuator (pentru $H_0 = \frac{2}{3} H_{k.m}$) și trebuie să pătrundă treptat în volumul sferei, pentru $H_0 > \frac{2}{3} H_{k.m}$ (fig. 34). În felul acesta, sfera ar trebui să se împartă în două părți: miezul supraconductor și învelișul normal. Se poate, însă, vedea ușor că această ipoteză nu este adevărată. Poziția frontierei este determinată de condiția că, pe ea, cîmpul magnetic este egal cu cel critic, iar în faza normală, el trebuie să fie mai mare decît cel critic. Lucrul acesta nu se realizează în cazul dat, doarece cîmpul în afara miezului (regiunea hașurată din fig. 34) este mai mic decît pe suprafața lui, prin urmare, el este mai mic decît valoarea critică și, de aceea, acolo trebuie să se stabilească o stare supraconductoare. Un calcul mai riguros demonstrează, și el, imposibilitatea unei astfel de tranziții din starea supraconductoare în cea normală.

În cazul unei sfere, curba de magnetizare are o altă formă (fig. 35) decît în cazul unui cilindru (fig. 32). Pentru valori ale cîmpului magnetic exterior H_0 de la 0 pînă la $^2/_3 H_{k.m}$, inducția B este nulă; în intervalul de la $H_0 = {}^2/_3 H_{k.m}$ pînă la $H_0 = H_{k.m}$, are loc o creștere liniară a inducției de la $B = 0$ pînă la $B = H_{k.m}$, după care urmează dreapta obișnuită $B = H_0$. În felul acesta, intervalul de cîmpuri corespunzător stării supraconductoare a

sferei este mai mic în comparație cu cazul cilindrului magnetizat în lungul generatoarei de la $(0 - H_{k.m})$ pînă la $(0 - {}^2/_3 H_{k.m})$. Conform celor de mai sus, faza normală începe pentru cîmpuri $H \geqslant H_{k.m}$. Intervalului $({}^2/_3 H_{k.m} - H_{k.m})$, în care curba de magnetizare diferă și de cea a stării normale și de cea a stării supraconductoare, i s-a atribuit o nouă stare intermediară [66,67]. Limita superioară H_2 a stării intermediare este determinată de cîmpul $H_{k.m}$, iar cea inferioară H_1 depinde de forma corpului (de factorul lui de demagnetizare), după formula

$$H_1 = \left(1 - \frac{N}{4\pi}\right) H_{k.m}.$$

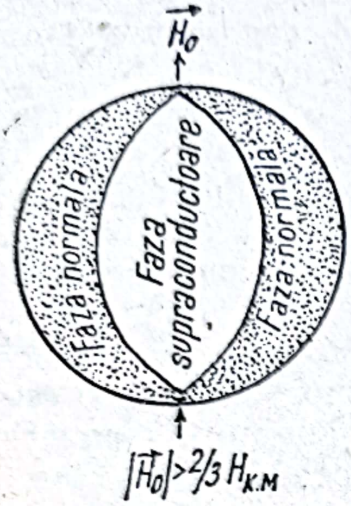


Fig. 34. Imaginea falsă a împărțirii sferei într-o fază normală și una supraconductoare pentru un cîmp exterior $H_0 > \frac{2}{3} H_{k.m}$

Așadar, pentru o sferă ($N = {}^4/_3\pi$), cîmpul $H_1 = {}^2/_3 H_{k.m}$; pentru un cilindru ($N = 2\pi$, la magnetizare transversală), $H_1 = {}^1/_2 H_{k.m}$; pentru o placă plană infinită ($N = 4\pi$, la magnetizare transversală), $H_1 = 0$, adică tot intervalul de cîmpuri este în starea intermediară.

Într-o serie de lucrări fundamentale [68], Landau a demonstrat că nu există nici un fel de fază intermediară *specială* și că starea intermediară este, de fapt, un amestec de pături supraconductoare și normale, care alternează între ele (fig. 36). Totodată, la sferă, de exemplu, mărimea inducției în intervalul de cîmpuri ${}^2/_3 H_{k.m} \leqslant H \leqslant H_{k.m}$ este determinată de mărimea volumului relativ al sferei ocupat de faza normală. În cazul plăcii, Landau a dat un calcul cantitativ foarte precis al dimensiunilor acestor pături alternative de fază supraconductoare și normală. În interiorul unei plăci, aceste pături sînt plan-paralele și au grosimile s (pentru faza supracon-

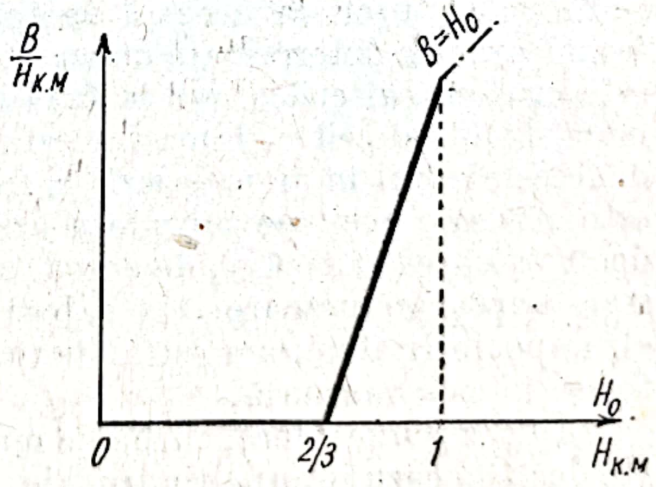


Fig. 35. Curba de magnetizare a unei sfere supraconductoare.

ductoare) și n (pentru faza normală). Suma acestor grosimi în interiorul plăcii este aproximativ

$$s + n \approx 4\pi^{1/3}\alpha^{1/3}\left(\frac{L}{H_{\text{k.m}}}\right)^{2/3}, \tag{8.23}$$

unde L este grosimea plăcii (în lungul cîmpului), iar α coeficientul de tensiune superficială înte faza normală și cea supraconductoare. Prin urmare, „geometria" stării intermediare depinde de dimensiunile probei L, de mărimea cîmpului critic $H_{\text{k.m}}$ și de o mărime deocamdată necunoscută α[1]). În vecinătatea suprafeței plăcii, structura în formă de pături se complică, diferitele pături normale încep să se ramifice și, pe suprafață, grosimea diferitelor pături devine comparabilă cu adîncimea de pătrundere δ din (8.20). De aceea, conform teoriei lui Landau, pe suprafață apare o nouă stare macroscopică, pe care el a numit-o convențional „stare mixtă".

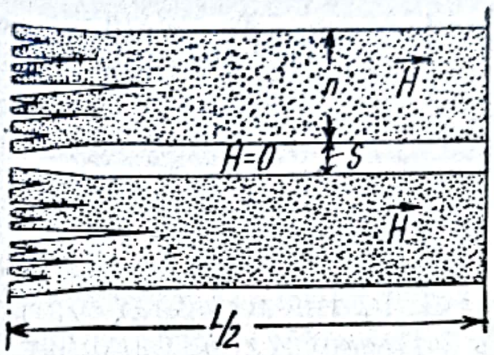


Fig. 36. Forma pătrurilor supraconductoare și normale ale unei plăci supraconductoare, în starea intermediară (după Landau).

Într-o serie de lucrări stălucite, dintre care unele sînt capodopere în privința fineței experienței, fizicienii sovietici Salnikov, Alexeevski, Meșkovski, Nahutin (v. [49, 65, 70]) au demonstrat experimental justețea principială a ideii lui Landau cu privire la starea intermediară. Aceste experiențe au arătat, totodată, că, în probele supraconductoare reale, care sînt întotdeauna neomogene, structura păturilor este mai complicată. Evident, la fel ca la substanțele feromagnetice (v. mai departe § 14), la care frontierele dintre diferitele domenii de magnetizare spontană se distribuie după locurile cu energia de frontieră minimă, frontierele dintre domeniile supraconductoare și cele normale ale stării intermediare ocupă locurile cu energia de frontieră α minimă. Sub influența variației mărimii cîmpului magnetic exterior, se produc atît deplasări reversibile, cît și deplasări ireversibile ale frontierelor

[1]) Mărimea α are o oarecare asemănare pur formală cu energia de frontieră dintre domeniile de magnetizare spontană în substanțele feromagnetice. Ea poate fi determinată direct, din studiul proprietăților magnetice ale peliculelor supraconductoare subțiri sau din experiențele de cinetica apariției stării supraconductoare la $H \neq 0$.

dintre domenii, ceea ce poate duce, și duce efectiv, la fenomene de hysteresis în curbele de magnetizare ale supraconductorilor. Pentru date mai amănunțite, trimitem pe cititor la articolele originale, indicate în monografiile citate [49, 65, 70].

Teoria fenomenologică a supraconductibilității, bazată pe ecuația (8.17), se dovedește, la o analiză mai atentă, inaplicabilă la studiul unor proprietăți magnetice atît de importante ale supraconductorilor cum sînt distrugerea supraconductibilității în probe „subțiri" de către un cîmp magnetic sau de către un curent. Această teorie nu este aplicabilă nici la studiul frontierei de separare între faza normală și cea supraconductoare și, în general, ea nu este aplicabilă fenomenelor din cîmpurile „intense", adică atunci cînd $H \sim H_{k.m}$ În cîmpuri slabe ($H \ll H_{k.m}$) sau pentru curenți apreciabil mai mici decît cel critic, această teorie macroscopică „veche" dă o descriere necontradictorie a tuturor faptelor experimentale din domeniul supraconductibilității.

Recent, L. D. Landau și V. L. Ghinzburg [70, 71] au elaborat o nouă teorie fenomenologică a supraconductibilității pentru temperaturi apropiate de cea critică, care nu mai prezintă lipsurile indicate mai sus ale teoriei vechi și, după cîte se pare, se găsește în concordanță cu tot materialul experimental.

Să ne oprim puțin asupra problemei existenței unei pături finite de pătrundere a cîmpului magnetic în interiorul fazei supraconductoare, a cărei rezolvare s-a dovedit a fi inaccesibilă vechii teorii.

Esențial aici este faptul că, la rezolvarea problemelor concrete, se introduce întotdeauna mărimea δ, care determină adîncimea de pătrundere a cîmpului magnetic în supraconductor, legată de constanta Λ prin formula (8.20). Cum am mai remarcat, experiența arată că mărimea δ depinde de temperatură. În baza unor cercetări experimentale, care sînt departe de a fi perfecte, se pare că putem considera că, pentru $T \lesssim \Theta_{sc}$, este valabilă următoarea dependență de temperatură a mărimii δ^2:

$$\delta^2 \sim \frac{\text{const}}{\Theta_{sc} - T}. \qquad (8.24)$$

Cîmpul critic depinde, și el, de temperatură. În vecinătatea lui Θ_{sc}, rezultă din experiență că

$$H_k = \left(\frac{dH_{k.m}}{dT}\right)_{\Theta_{sc}} (T - \Theta_{sc}), \qquad (8.25)$$

unde $(dH_{k.m}/dT)_{\Theta sc} < 0$

Totodată, teoria veche nu ne explică dependența lui δ și H_k de T și nici dependența lui δ de H. Afară de aceasta, vechea teorie duce la consecințe evident false în ceea ce privește energia „superficială" a supraconductorilor. Contrar tuturor concepțiilor termodinamice, această mărime nu apărea pozitivă, ci negativă. Totodată teoria ducea la o dependență falsă a cîmpului critic $H_k \neq H_{k.m}$ de dimensiunile probei supraconductoare. Toate încercările de a „corecta" această dependență în cadrul teoriei fenomenologice vechi [v. (70)], de exemplu, prin introducerea așa-numitei energii superficiale „localizate", s-au dovedit a fi nesatisfăcătoare și cu totul artificiale.

Noua teorie a lui Landau și Ghinzburg, care permite o descriere necontradictorie a experienței, este bazată pe următoarele concepții generale. Înainte de toate, autorii observă că, în virtutea relațiilor de nedeterminare, localizarea „electronilor de supraconductibilitate" în stratul superficial al supraconductorului de grosime $\sim\delta$, duce la apariția unei „energii de zero" $\sim n_{sc}\frac{\hbar^2}{\delta^2 m^*} \sim$ $\sim 10^4$ erg/cm^3, unde $m^* \sim 10^{-27}$ g este masa efectivă și $n_{sc} \sim 10^{21}$ concentrația electronilor de supraconductibilitate, iar $\delta \sim 10^{-5}$ cm. Totodată, energia magnetică (chiar și pentru cîmpuri $H \sim H_{k.m} \sim$ $\sim 5 \cdot 10^2$) reprezintă numai $H^2/8\pi \sim 10^4$ erg/cm^3. Prin urmare, în orice caz, energia de zero nu este mai mică decît energia magnetică. De aceea, tot fenomenul pătrunderii în adîncime trebuie să aibă un caracter esențialmente cuantic. Autorii propun să se considere drept mărime fundamentală, care să caracterizeze natura cuantică a fenomenului de care depinde potențialul termodinamic al supraconductorului, concentrația electronilor de supraconductibilitate n_{sc}. Din formulele (8.20) și (8. 24), rezultă că numărul n_{sc} depinde de T și că $n_{sc} \to 0$ pentru $T \to \Theta_{sc}$. Pentru $H = 0$, energia liberă a supraconductorului, în vecinătatea lui Θ_{sc}, poate fi dezvoltată în serie după puterile crescătoare ale lui n_{sc}. În cele ce urmează, este mai comod ca mărimea n_{sc} să fie exprimată prin funcția de undă „efectivă" Ψ, cu ajutorul formulei[1])

$$n_{sc} = |\Psi|^2. \tag{8.26}$$

Așadar, la temperaturi apropiate de Θ_{sc}, pentru $H = 0$, se poate scrie

$$F_{sc}^0 = F_N^0 + \alpha |\Psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\Psi|^4. \tag{8.27}$$

[1]) Stabilirea legăturii dintre funcția Ψ și funcția de undă adevărată a electronilor este o problemă a teoriei microscopice a supraconductorilor.

Condițiile de echilibru sînt

$$\frac{\partial F^0_{sc}}{\partial |\Psi|^2} = 0, \qquad \frac{\partial^2 F^0_{sc}}{\partial^2 |\Psi|^2} > 0;$$

afară de aceasta, $|\Psi|^2 = 0$, pentru $T \geqslant \Theta_{sc}$, și $|\Psi|^2 > 0$, pentru $T < \Theta_{sc}$; prin urmare $\alpha(\Theta_{sc}) = 0$, $\beta(\Theta_{sc}) > 0$ și pentru $T < \Theta_{sc}$, $\alpha(T) < 0$. Această dă

$$\left.\begin{aligned} |\Psi|^2 &= -\frac{\alpha}{\beta} = \frac{\left(\frac{d\alpha}{dT}\right)_{\Theta_{sc}} (\Theta_{sc} - T)}{(\beta)_{\Theta_{sc}}}, \\ F^0_{sc} &= F^0_N - \frac{\alpha^2}{2\beta} = F^0_N - \frac{\left(\frac{d\alpha}{dT}\right)^2_{\Theta_{sc}} (\Theta_{sc} - T)^2}{2(\beta)_{\Theta_{sc}}}. \end{aligned}\right\} \tag{8.28}$$

Din compararea lui (8.28) cu (8.4), obținem

$$H^2_{k.m} = \frac{4\pi \left(\frac{d\alpha}{dT}\right)^2_{\Theta_{sc}} (\Theta_{sc} - T)^2}{(\beta)_{\Theta_{sc}}}, \tag{8.29}$$

în concordanță cu relația experimentală (8.25).

Mai departe, autorii consideră un supraconductor situat într-un cîmp magnetic exterior constant și stabilesc ecuațiile pentru determinarea funcției Ψ și a potențialului vector $\vec{A}$, care înlocuiesc ecuația (8.17) a teoriei vechi și care se reduc la aceasta în cazul unor cîmpuri magnetice slabe ($H \ll H_{k.m}$). Aceste ecuații ne dau posibilitatea de a stabili dependența dintre δ și H, mărimea energiei superficiale a supraconductorului etc.

Pentru amănunte, trimitem pe cititor la lucrările originale [70,71].

În încheierea acestui paragraf, să mai studiem chestiunea efectului giromagnetic în supraconductori. I. K. Kikoin și S.V. Gubar [72,73] au găsit experimental că raportul giromagnetic pentru un supraconductor este egal cu unitatea. Teoretic, acest rezultat a fost explicat de Frenkel și Rudnițki [74], precum și de Broer [75].

Conform mecanicii cuantice, valoarea medie a densității impulsului total este de forma

$$\vec{p}_t = \frac{i\hbar}{2}(\Psi^* \operatorname{grad}\Psi - \Psi \operatorname{grad}\Psi^*), \tag{8.30}$$

iar impulsul față de un cîmp electromagnetic exterior, descris de potențialul vector $\vec{A}$, este

$$\vec{p}_{em} = \frac{e}{c}\vec{A}\Psi^*\Psi; \qquad (8.31)$$

Ψ este funcția de undă a sistemului. Densitatea impulsului cinetic este egală cu diferența dintre expresiile (8.30) și (8.31), și anume

$$\vec{p}_c = \vec{p}_t - \vec{p}_{em}. \qquad (8,32)$$

Valorile corespunzătoare ale momentului impulsului, față de un anumit punct O, sînt date de formula

$$\vec{J}_i = \int [\vec{r} \times \vec{p}_i]\, d\tau \qquad (i = t,\ em,\ c), \qquad (8.33)$$

unde $\vec{r}$ este raza vectoare a elementului de volum $d\tau$[1]). Întrucît viteza medie este $\vec{v} = \vec{p}_c/m$ (m este masa electronului), ne vom interesa de impulsul cinetic (8.32) și de momentul $\vec{J}_c$ care-i corespunde. La creșterea cîmpului magnetic uniform în corp, se conservă momentul total al impulsului în lungul direcției cîmpului, deoarece creșterea momentului în raport cu cîmpul $\vec{J}_{em}$ este compensată de momentul cinetic produs de forța electromotoare de inducție. Densitatea curentului electric este

$$\vec{j} = \frac{e}{c}\vec{v} = \frac{e}{cm}\vec{l}_c,$$

de aceea [în conformitate cu (8.33)], momentul magnetic va fi dat de relația

$$\vec{M} = \frac{1}{2}\int [\vec{r} \times \vec{j}]\, d\tau = \frac{e}{2mc}\vec{J}_c. \qquad (8.34)$$

La interpretarea fenomenului giromagnetic, trebuie considerat atît momentul electronilor, cît și momentul rețelei cristaline încărcate pozitiv, adică $\vec{J}^-$ și $\vec{J}^+$. De exemplu, în experiențele lui Einstein și de Haas, se măsoară $\vec{J}_c^+$, în timp ce momentul magnetic

[1]) În cazul considerat, spinul electronilor nu joacă nici un rol și, de aceea, nu vom ține seamă de el (v. § 9).

(8.34) este practic în întregime determinat de momentul cinetic $\vec{J}_c^-$ al electronilor.

Dacă sarcinile pozitive și cele negative ar fi repartizate la fel în corp, atunci, conform relației (8.31), momentul în raport cu cîmpul al electronilor ar fi complet compensat de momentul sarcinilor pozitive. În realitate, sarcinile pozitive și cele negative sînt repartizate diferit. Momentul $\vec{J}_{em}^-$ poate fi reprezentat sub forma sumei momentului electronului față de nuclee și a momentului unor sarcini negative, repartizate în nuclee astfel încît aceste sarcini fictive să compenseze complet efectul sarcinilor pozitive, adică

$$\vec{J}_{em}^+ = \int [\vec{\rho} \times \vec{p}_{em}]\, d\tau - \vec{J}_{em}^-, \tag{8.35}$$

unde $\vec{\rho}$ este distanța dintre sarcina electronică din elementul de volum $d\tau$ și nucleu. În prezența unui cîmp magnetic uniform orientat în lungul axei z, integrala din (8.35) ia, în virtutea relației (8,31), forma

$$N \frac{H_z e}{2c} \overline{(\rho_x^2 + \rho_y^2)} = \vec{M}_{dia} \frac{2mc}{e},$$

unde $\vec{M}_{dia}$ este momentul diamagnetic atomic normal [v. de exemplu, (7.19)]:

$$\vec{M}_{dia} = -\frac{Ne^2}{4mc^2} \overline{(\rho_x^2 + \rho_y^2)}\, \vec{H},$$

iar N este numărul total de electroni din corp; prin urmare, vom avea, în loc de (8.35),

$$\vec{J}_{em}^+ + \vec{J}_{em}^- = -\vec{M}_{dia} \frac{2mc}{e}. \tag{8.36}$$

Dacă un corp suspendat liber, care se găsește la început în repaus, este magnetizat într-un cîmp magnetic uniform, momentul lui cinetic total trebuie să se conserve, adică

$$\vec{J}_{em}^+ + \vec{J}_c^+ + \vec{J}_{em}^- + \vec{J}_c^- = 0, \tag{8.37}$$

Într-un supraconductor, care poate fi convențional considerat ca un supradiamagnetic (v. mai sus), momentul magnetic $M \gg M_{dia}$.

De aceea, conform relațiilor (8.34), (8.36) și (8·37) și neglijînd M_{dia}, obținem:

$$\vec{J}_c^{+} = -\vec{J}_c^{-} = -\frac{2mc}{e}\vec{M}. \tag{8.38}$$

Din (8.38), găsim imediat că raportul giromagnetic $g = |\vec{J}_c^{+}|/|\vec{M}|$ este egal cu unitatea în unități $\frac{2mc}{e}$, fapt verificat de Kikoin și Gubar [72,73]. De aici se vede că, din această experiență, nu putem trage nici o concluzie cu privire la natura microscopică a supraconductorului, deoarece rezultatul ei este o consecință a legii generale a conservării momentului cinetic.

Să ne oprim pe scurt la problema caracterului efectului giromagnetic în substanțele diamagnetice. Am văzut, în § 7, că substanțele diamagnetice solide pot fi, în mod convențional, împărțite în trei grupe: 1) substanțele în care diamagnetismul este determinat de electronii „legați", care se mișcă într-un cîmp cu simetrie centrală (cristalele ionice), 2) substanțele de tipul cristalelor moleculare, în care electronii legați se mișcă într-un cîmp necentral și, în sfîrșit, 3) metalele diamagnetice.

Pentru primul grup, (8.34) dă

$$\vec{J}_c^{-} = \frac{2mc}{e}\vec{M}_{\text{dia}}$$

și, de aceea, obținem în virtutea relațiilor (8.37) și (8.36),

$$\vec{J}_c^{+} = 0,$$

adică absența unui efect giromagnetic (v. și § 9, secțiunea C).

În cazul cristalelor moleculare, unde electronii sînt parțial colectivizați în „volumul" moleculei, nu se obține o compensare ca la substanțele diamagnetice ionice. Ne putem aștepta ca, la aceste substanțe, raportul giromagnetic să fie diferit de zero. La metalele diamagnetice, răspunsul la chestiunea pusă este foarte dificil, deoarece, pentru aceasta, trebuie cunoscută funcția de undă precisă a electronilor. Dacă ne mărginim la aproximația lui Landau (v. § 7) și dacă considerăm că atît densitatea sarcinii electronice, cît și densitatea sarcinii pozitive sînt constante ($\Psi\Psi^* = \text{const}$), atunci, în (8.36), $\vec{M}_{\text{dia}} = 0$ și, în conformitate cu (8.37), avem $\vec{J}_c^{+} + \vec{J}_c^{-} = 0$, adică $g = 1$.

§ 9. PARAMAGNETISMUL

A. PARAMAGNETISMUL ATOMILOR ȘI AL IONILOR

a) **Teoria.** Criteriul caracteristic și necesar al stării paramagnetice a unei substanțe este prezența, în atomii care alcătuiesc această substanță, a unor momente magnetice constante, independente de un cîmp magnetic exterior. În cazul general însă, în absența unui cîmp magnetic exterior ($H_e = 0$), acțiunea de dezorientare a agitației termice nu admite, de obicei, formarea unei orientări ordonate spontane a acestor momente magnetice atomice constante. Mai departe (v. § 21) vom arăta că, numai dacă există o interacțiune internă specială între purtătorii elementari ai momentului magnetic, este posibilă, și pentru $H_e = 0$, o orientare spontană, așa cum se întîmplă la substanțele feromagnetice.

În substanțele paramagnetice, magnetizarea rezultantă a corpului este întotdeauna nulă, pentru $H_e = 0$. Magnetizarea apare și începe să crească numai dacă se stabilește și se mărește cîmpul magnetic exterior H_e. Dacă cîmpul nu este prea mare, astfel încît energia $\sim \mu_0 H$ a magneților elementari este mică în comparație cu energia lor termică medie kT, adică $\mu_0 H/kT \ll 1$, magnetizarea crește proporțional cu mărirea cîmpului magnetic exterior

$$I \sim \varkappa H_e,$$

unde susceptibilitatea paramagnetică $\varkappa$ nu depinde de cîmpul H, însă depinde în mare măsură de temperatură. Într-o serie de cazuri, experiența confirmă această concluzie generală. Totuși, există multe cazuri, cînd susceptibilitatea magnetică nu depinde practic de temperatură (de exemplu, la metalele alcaline).

Prima teorie a paramagnetismului a fost dezvoltată în anul 1905, de Langevin (v., de exemplu, [47,46]), în cadrul teoriei statistice clasice a materiei. În această primă variantă, teoria a fost dezvoltată în ipoteza absenței unei interacțiuni între atomi și, evident, în această teorie, nu se ținea seama de fenomenul de cuantificare spațială, necunoscut în acel timp, adică se considera un gaz clasic ideal de ace magnetice. Magnetizarea se calcula prin metodele generale ale fizicii statistice [v. (5. 29)].

Să notăm cu θ unghiul dintre cîmpul magnetic și vectorul momentului magnetic atomic și cu φ azimutul în jurul direcției

cîmpului. Atunci energia atomului în cîmpul H va fi $-\vec{\mu}_0\vec{H} = -\mu_0 H\cos\theta$, și suma statistică (5.21) devine

$$Z(H) = \left[\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} e^{\mu_0 H\cos\theta/kT} \sin\theta\, d\theta\right]^N = \left(\frac{4\pi kT}{\mu_0 H}\,\mathrm{sh}\,\frac{\mu_0 H}{kT}\right)^N. \qquad (9.1)$$

Partea din suma statistică care depinde de energia cinetică poate fi neglijată, deoarece nu depinde de cîmp. În virtutea lui (5.20), partea din potențialul termodinamic care depinde de cîmp este

$$\Phi(H) = -NkT \ln\left(\frac{4\pi kT}{\mu_0 H}\,\mathrm{sh}\,\frac{\mu_0 H}{kT}\right), \qquad (9.1a)$$

iar în conformitate cu (5.19), vom avea

$$I = N\mu_0\left(\mathrm{cth}\,\frac{\mu_0 H}{kT} - \frac{kT}{\mu_0 H}\right). \qquad (9.2)$$

În cazul unor cîmpuri slabe, adică pentru $\mu_0 H \ll kT$, rezultă, din (9.2),

$$\varkappa = \frac{I}{H} = \frac{N\mu_0^2}{3kT}. \qquad (9.3)$$

Relația (9.3) dă o explicație teoretică a legii experimentale a lui Curie (6.1). La temperaturi foarte joase sau la cîmpuri intense, cînd $\mu_0 H \gg kT$, nu mai există o relație liniară între I și H și, în conformitate cu (9.2), o dată cu creșterea lui H, magnetizarea tinde către valoarea ei maximă $N\mu_0$, adică spre *saturație*.

Rezultatul obținut ține seamă în mod implicit de natura cuantică a atomului prin însăși ipoteza existenței unui moment magnetic atomic μ_0, determinat de cuanta de acțiune h [v. de exemplu formula (1.2a)].

Formula (9.2), obținută în cadrul teoriei clasice, contrazice principiul al treilea al termodinamicii. În forma cea mai simplă, această lege se reduce la următoarele: cînd temperatura tinde către zero absolut, entropia sistemului tinde și ea către valoarea zero. Conform legilor generale ale termodinamicii, entropia S' este legată de energie și de potențialul termodinamic prin formula

$$S = \frac{E-\Phi}{T}.$$

Energia sistemului într-un cîmp exterior este $E = -IH$; de aceea, în virtutea relațiilor (9.1a) și (9.2), vom avea pentru

partea entropiei care depinde de intensitatea cîmpului magnetic:

$$S(H) = \frac{N}{T}\left\{-H\mu_0\left(\operatorname{cth}\frac{\mu_0 H}{kT} - \frac{kT}{\mu_0 H}\right) + kT\ln\left(\frac{4\pi kT}{\mu_0 H}\operatorname{sh}\frac{\mu_0 H}{kT}\right)\right\} =$$
$$= Nk\left\{\ln\frac{4\pi}{x}\operatorname{sh}x - x\left(\operatorname{cth}x - \frac{1}{x}\right)\right\},$$

unde, pentru simplificare, am introdus notația prescurtată

$$x = \frac{\mu_0 H}{kT}.$$

Pentru $T \to 0°\mathrm{K}$, mărimea x tinde către ∞, iar din (9.4), se vede că, în acest caz,

$$(S')_{x\to\infty} \to Nk\left(\ln\frac{4\pi}{x}\right)_{x\to\infty} \to -\infty.$$

Cauza acestei contradicții constă în aceea că, în teoria clasică, la deducerea formulelor (9.1a) și (9.2), nu se ține seama de cuantificarea spațială a momentelor magnetice atomice, care, fiind luate în considerare, duc la eliminarea contradicției cu principiul al treilea al termodinamicii.

Pînă la apariția unei mecanici cuantice consecvente, perfecționarea teoriei clasice elementare a paramagnetismului, expusă mai sus, s-a făcut pe două căi: 1) prin luarea în considerare a efectului de cuantificare spațială și 2) prin luarea în considerare a interacțiunii dintre momentele magnetice elementare ale substanțelor paramagnetice.

Luarea în considerare a cuantificării spațiale se reduce la faptul că, în conformitate cu (2.13), mărimea $\cos\theta$ din (9.1) nu poate lua orice valori, ci numai o serie discretă de valori posibile. Dacă admitem, pentru simplitate, că atomii substanței paramagnetice au un singur electron de valență care ia parte activă la paramagnetism, atunci, observînd că $\varepsilon_n = -gm_j\mu_B H$ și că $g_n = 1$, putem transforma relația (5.22), după cum urmează:

$$I = N\mu_B \frac{g\sum_{m_j=-j}^{m_j=+j} m_j e^{\frac{\mu_B H}{kT} m_j g}}{\sum_{m_j=-j}^{m_j=+j} e^{\frac{\mu_B H}{kT} m_j g}} = N\mu_B g L_j\left(\frac{g\mu_B H}{kT}\right), \qquad (9.5)$$

unde $L_j(x)$ este așa-numita funcție generalizată a lui Langevin. Pentru $j \to \infty$, (9.5) trece în formula clasică (9.2). Dacă purtătorul magnetismului elementar în atomii paramagnetici este numai spinul electronic ($l = 0$, $j = s = \frac{1}{2}$), atunci numărul de orientări posibile se reduce la două și (9.5) ia forma mai simplă

$$I = N\mu_B g L_{1/2}\left(\frac{\mu_B H g}{kT}\right) = N\mu_B g \operatorname{th}\left(\frac{g\mu_B H}{kT}\right). \qquad (9.5a)$$

În cazul unor cîmpuri slabe ($\mu_B H \ll kT$), obținem, din (9.5),

$$\varkappa = \frac{N\mu_B^2 g^2}{3kT}(j+1)\, j, \qquad (9.6)$$

adică, din nou legea lui Curie (6.1) sau (9.3), unde μ_0^2 este înlocuit prin $g^2\mu_B^2 (j+1)\, j$. Folosind (2.20), se poate determina constanta din legea lui Curie (6.1), și anume,

$$C = \frac{N}{3k}\left[\mu_B^2 g^2 j(j+1)\right]. \qquad (9.7)$$

În felul acesta, cunoscînd din experiență pe C și constantele universale k, N și μ_B, se poate determina numărul de magnetoni care revin unui atom al substanței paramagnetice:

$$p_p = g\sqrt{j(j+1)}. \qquad (9.8)$$

Teoria cuantică riguroasă a paramagnetismului, elaborată de Van Vleck, duce la aceeași expresie (9.6) pentru susceptibilitatea magnetică ca și teoria clasică și modelul vectorial cuantic elementar al atomului. Să ne oprim ceva mai amănunțit asupra deducerii cuantice [47] a formulei susceptibilității paramagnetice. Spre deosebire de considerațiile din § 7, vom considera aici că energia condiționată de cîmpul magnetic este mică, nu numai în comparație cu distanța dintre nivelele energetice ale stărilor nedegenerate ale atomilor, ci și în comparație cu energia termică medie kT (cazul cîmpurilor slabe sau al temperaturilor înalte: $\mu_B H \ll kT$); de aceea, nu vom ține seama, deocamdată, de fenomenul de saturație magnetică și ne vom mărgini, în expresia momentului magnetic al sistemului, numai la termenii liniari

față de cîmpul magnetic H. În conformitate cu (7.14), (7.10) și (7.12), operatorul energiei de perturbație are forma

$$\hat{H}' = -H\hat{M}_z + H^2 \frac{e^2}{8mc^2} \sum_k (\hat{x}_k^2 + \hat{y}_k^2). \tag{9.9}$$

Să notăm cu $E_n^{(0)}$ energia celei de-a n-a stări staționare nedegenerate în absența unui cîmp magnetic exterior; în virtutea lui (9.9), vom avea atunci, conform teoriei perturbațiilor, pînă la termeni de ordinul al doilea inclusiv față de cîmpul H [v. (7.14)], următoarea expresie pentru valoarea perturbată a energiei:

$$E_n = E_n^{(0)} - H(n \mid \hat{M}_z^{(0)} \mid n) +$$

$$+ H^2 \frac{e^2}{8mc^2} \sum_k (n \mid \hat{x}_k^2 + \hat{y}_k^2 \mid n) - H^2 \sum_{n' \neq n} \frac{|(n \mid \hat{M}_z^{(0)} \mid n')|^2}{E_{n'}^{(0)} - E_n^{(0)}}. \tag{9.10}$$

Introducînd energiile obținute din (9.10) în suma statistică (5.21), dezvoltînd exponentul în serie de puteri ale mărimii mici $\mu_B H/kT$ și neglijînd din nou termenii de grad mai mare decît doi în raport cu H, obținem

$$Z = \sum_n e^{-\frac{E_n^{(0)}}{kT}} \left\{ 1 + \frac{H(n \mid \hat{M}_z^{(0)} \mid n)}{kT} - \frac{H^2}{kT} \left[\frac{e^2}{8mc^2} \sum_k (n \mid \hat{x}_k^2 \mid + \hat{y}_k^2 \mid n) - \right. \right.$$

$$\left. \left. - \sum_{n' \neq n} \frac{|(n \mid \hat{M}_z^{(0)} \mid n')|^2}{E_{n'}^{(0)} - E_n^{(0)}} - \frac{(n \mid \hat{M}_z^{(0)} \mid n)^2}{2kT} \right] \right\}. \tag{9.11}$$

Din considerații simple de simetrie, suma

$$\sum_n e^{-\frac{E_n^{(0)}}{kT}} (n \mid \hat{M}_z^{(0)} \mid n) = 0;$$

cu alte cuvinte, substanța paramagnetică nu posedă moment magnetic spontan (în substanțele feromagnetice, momentul spontan este determinat de caracterul specific al interacțiunii

dintre momentele magnetice elementare). În felul acesta, suma statistică (9.11) devine

$$Z = Z^{(0)}\left\{1 + \frac{H^2}{kTZ^{(0)}}\sum_n e^{-\frac{E_n^{(0)}}{kT}}\left[\frac{(n\,|\,\hat{M}_z^{(0)}\,|\,n)^2}{2kT} + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \sum_{n'\neq n}\frac{|\,(n\,|\,\hat{M}_z^{(0)}|n')|^2}{E_{n'}^{(0)} - E_n^{(0)}} - \frac{e^2}{8mc^2}(n\,|\,\hat{x}_k^2 + \hat{y}_k^2\,|\,n)\right]\right\}, \qquad (9.12)$$

unde cu $Z^{(0)}$ a fost notată suma statistică (9.11), pentru $H = 0$. În virtutea lui (5.30), obținem, din (9.12), în aproximațiile noastre ($\mu_B H/kT \ll 1$), pentru susceptibilitatea $\varkappa$ exprésia

$$\varkappa = \frac{N}{kT\cdot Z^{(0)}}\sum_n (n\,|\,\hat{M}_z^{(0)}\,|\,n)^2\, e^{-\frac{E_n^{(0)}}{kT}} +$$

$$+ 2\frac{N}{Z^{(0)}}\sum_{nn'}\frac{|\,(n\,|\,\hat{M}_z^{(0)}\,|\,n')\,|^2}{E_{n'}^{(0)} - E_n^{(0)}}\, e^{-\frac{E_n^{(0)}}{kT}} -$$

$$- \frac{N}{Z^{(0)}}\frac{e^2}{4mc^2}\sum_{n,k}(n\,|\,\hat{x}_k^2 + \hat{y}_k^2\,|\,n)e^{-\frac{E_n^{(0)}}{kT}}. \qquad (9.13)$$

Expresia generală găsită pentru susceptibilitatea magnetică a unui sistem de atomi sau de ioni se numește formula lui Langevin-Debye. Să dăm acestei formule generale (9.13) o formă mai simplă. Observăm, înainte de toate, că, prin indicele n al stării, se înțelege, de obicei, ansamblul celor trei numere cuantice n, j, m (v. § 2). Remarcăm aici că primele două dintre aceste numere simbolizează fiecare, în cazul general, mai mult decît un singur număr cuantic. De aceea, este mai corect să numim pe n, j, m „indici“ și nu numere cuantice. În felul acesta, toate calculele care urmează au o semnificație mai generală și nu se limitează la sisteme cu trei grade de libertate.

Energia $E_n^{(0)}$ (pentru $H = 0$) nu depinde de numărul cuantic magnetic m și, de aceea, $E_{nmj}^{(0)} \to E_{nj}^{(0)}$. În formula (9.13), se poate trece de la elementele de matrice ale operatorului componentei momentului $\hat{M}_z^{(0)}$ la operatorul valorii absolute a

momentului, $\hat{M}^{(0)}$, potrivit formulei generale („principiul stabilității spectroscopice")

$$\sum_{m,m'} |(njm|\hat{M}_z^{(0)}|n'j'm')|^2 = \frac{1}{3}\sum_{m,m'} |(njm|\hat{M}^{(0)}|n'j'm')|^2.$$

Prin urmare, (9·13) devine

$$\varkappa = \frac{N}{3kTZ^{(0)}}\sum_{j,m} |(njm|\hat{M}^{(0)}|njm)|^2 e^{-\frac{E_{nj}^{(0)}}{kT}} +$$

$$+\frac{2}{3}\frac{N}{Z^{(0)}}\sum_{j,m;n'j'm'}{}' \frac{|(njm|\hat{M}^{(0)}|n'j'm')|^2}{h\nu(h'j';nj)} e^{-\frac{E_{nj}^{(0)}}{kT}} -$$

$$-\frac{N}{Z^{(0)}}\frac{e^2}{4mc^2}\sum_{j,m,k}(njm|\hat{x}_k^2+\hat{y}_k^2|njm)\, e^{-\frac{E_{nj}^{(0)}}{kT}}. \qquad (9.14)$$

Aici, în suma a doua, apostroful înseamnă că sînt lăsați la o parte termenii cu $j' = j$, dar termenul cu $n' = n$ este păstrat, iar $h\nu\,(n'j';nj) = E_{n'j'}^{(0)} - E_{nj}^{(0)}$. Vom considera cazul cînd

$$|h\nu\,(n'j';nj)| \gg kT \qquad (n' \neq n), \qquad (9.15a)$$

$$|h\nu\,(n'j';nj)| \ll kT; \qquad (9.15b)$$

condiția (9.15a) înseamnă că distanța dintre multipleți vecini ($n' = n+1$) este mare față de kT și condiția (9.15b) înseamnă că distanțele dintre nivelele vecine în interiorul multipletului ($j' = j+1$, $n' = n$) sînt mici față de kT. Cum arată Van Vleck [47], dacă condițiile (9.15) sînt satisfăcute, termenii cu $n' = n$ din suma a doua din (9.14) pot fi transformați. Pentru aceasta, să considerăm doi termeni oarecare din suma a doua din (9.14) cu $n' = n$ și $j = j_1$, $m = m_1$, $j' = j_2$, $m' = m_2$ și $j = j_2$, $m = m_2$, $j' = j^1$, $m' = m^1$;

$$2\frac{|(nj_1m_1|\hat{M}^{(0)}|nj_2m_2)|^2}{h\nu(nj_2;nj_1)} e^{-\frac{E_{nj_1}^{(0)}}{kT}} + 2\frac{|(nj_2m_2|\hat{M}^{(0)}|nj_1m_1)|^2}{h\nu(nj_1;nj_2)} e^{-\frac{E_{nj_2}^{(0)}}{kT}}; \qquad (9.16)$$

pătratele modulelor elemeńtelor de matrice ale operatorului $\hat{M}^{(0)}$, datorită faptului că acesta este autoadjunct, sînt egale între ele

în ambele fracţii, iar numitorii celor două fracţii diferă numai prin semn. Mărimea $E^{(0)}_{nj_2}$ poate fi reprezentată sub forma $E^{(0)}_{nj_1} + h\nu\,(nj_2; nj_1)$ şi, în conformitate cu (9.15b), exponentul fracţiei a doua poate fi dezvoltat după puterile mărimii mici

$$w = \frac{h\nu(nj_1; nj_2)}{kT};$$

din dezvoltare se pot lăsa la o parte termenii de grad mai mare decît unu în w. În locul lui (9.16), obţinem, în acest caz,

$$\frac{2}{wkT}|(j_1m_1|\hat{M}^{(0)}|j_2m_2)|^2 e^{-\frac{E^{(0)}_{nj_1}}{kT}}\,[-1+1+w+\ldots] =$$

$$= \frac{1}{kT}\Big\{|(j_1m_1|\hat{M}^{(0)}|j_2m_2)|^2\, e^{-\frac{E^{(0)}_{nj_1}}{kT}} +$$

$$+|(j_2m_2|\hat{M}^{(0)}|j_1m_1)|^2 e^{-\frac{E^{(0)}_{nj_1}}{kT}}\Big\}. \qquad (9.17)$$

Folosind (9.17), formula (9.14) poate fi transcrisă sub forma

$$\varkappa = \frac{N}{3kT}\frac{1}{Z^{(0)}}\sum_{j,m;j'm'}|(jm|\hat{M}^{(0)}|j'm')|^2\, e^{-\frac{E^{(0)}_{nj}}{kT}} +$$

$$+\frac{2}{3}\frac{N}{Z^{(0)}}\sum_{\substack{j,m;n'j'm'\\(n'\neq n)}}\frac{|(njm|\hat{M}^{(0)}|n'j'm')|^2}{h\nu(n';\,n)}\,e^{-\frac{E^{(0)}_{nj}}{kT}} -$$

$$-\frac{N}{Z^{(0)}}\frac{e^2}{4mc^2}\sum_{j,m;k}(njm|\hat{x}^2+\hat{y}^2|njm)\,e^{-\frac{E^{(0)}_{nj}}{kT}}. \qquad (9.18)$$

Aci $h\nu\,(n'j';\ nj)$ este înlocuit cu $h\nu\ (n';n)$, deoarece, în virtutea condiţiei (9.15b), „frecvenţa înaltă“ $h\nu\ (n';n)$ depinde puţin de indicii j care determină distanţa dintre nivele în interiorul multipletului. Să ne ocupăm acum de simplificarea formulei (9.18). Ne oprim, la început, la primul termen, numit de joasă frecvenţă,

deoarece el se referă la nivelul $n' = n$. Conform regulilor de înmulțire a matricelor, avem

$$\sum_{j'm'} |(jm|\hat{M}^{(0)}|j'm')|^2 = (j|\hat{M}_x^{(0)^2} + \hat{M}_y^{(0)^2} + \hat{M}_z^{(0)^2}|j) =$$

$$= (j|\hat{M}^{(0)^2}|j). \qquad (9.19)$$

În (9·19), indicele m este omis, deoarece mărimea absolută a momentului nu depinde de orientarea lui spațială. Prin urmare, partea de joasă frecvență a susceptibilității (9.18) este egală cu

$$\frac{N}{3kT}\frac{1}{Z^{(0)}}\sum_{jm}(j|\hat{M}^{(0)^2}|j)e^{-\frac{E_{nj}^{(0)}}{kT}} = \frac{N\overline{\overline{\mu}}^2}{3kT}, \qquad (9.20)$$

unde $\overline{\overline{\mu}}^2$ este notația prescurtată a pătratului părții de joasă frecvență a vectorului moment magnetic, a cărui medie s-a luat în timp și pe diferite stări ale atomilor. În virtutea cunoscutei „reguli de adiție" din mecanica cuantică, expresia care intră în partea „de înaltă frecvență"[1]) a susceptibilității (9.18),

$$\sum_{j'm'} |(njm|\hat{M}^{(0)}|n'j'm')|^2,$$

nu depinde de indicii j, m; de aceea, suma a doua din (9·18) devine

$$\frac{2}{3}\frac{N}{Z^{(0)}}\sum_{n'(\neq n)}\left\{\frac{|(n|\hat{M}^{(0)}|n')|^2}{h\nu(n';n)}\sum_{j,m}e^{-\frac{E_{nj}^{(0)}}{kT}}\right\} =$$

$$= \frac{2}{3}N\sum_{n'(\neq n)}\frac{|(n|\hat{M}^{(0)}|n')|^2}{h\nu(n';n)}. \qquad (9·21)$$

În virtutea § 7, partea diamagnetică (termenul al treilea) din (9.18) este

$$-\frac{Ne^2}{6mc^2}\sum_k \overline{r_k^2}. \qquad (9·22)$$

[1]) Conform relației (9.15a), această parte cuprinde „frecvențele" $\nu(n';n) \geqslant \frac{kT}{h}$.

Prin urmare, în virtutea relațiilor (9.21) și (9.22), partea de înaltă frecvență și cea diamagnetică ale susceptibilității nu depind, în aproximația noastră, de temperatură. Să introducem notația prescurtată

$$N\bar{\alpha} = \frac{2}{3} N \sum_{n' (\neq n)} \frac{|(n|\hat{M}^{(0)}|n')|^2}{h\nu (n'; n)} - \frac{Ne^2}{6mc^2} \sum_k \overline{r_k^2}. \qquad (9.23)$$

În acest caz, folosind (9.20) și (9.23), obținem, în locul lui (9.18),

$$\varkappa = \frac{N\overline{\overline{\mu^2}}}{3kT} + N\bar{\alpha}. \qquad (9.24)$$

În locul momentului magnetic $\overline{\overline{\mu}}$, este comod să introducem mărimea $p_p \mu_B$ și, în acest caz, (9.24) devine

$$\varkappa = N\left(\frac{\mu_B^2 p_p^2}{3kT} + \bar{\alpha}\right). \qquad (9.25)$$

Aci p_p reprezintă partea de înaltă frecvență a momentului magnetic, măsurată în magnetoni Bohr.

După cum am arătat mai sus, momentul magnetic al unui atom este alcătuit din două părți: cel orbital și cel de spin (v. § 2) În diferitele stări staționare ale atomilor. proporția în care intervin aceste două tipuri de momente este diferită. De aceea, deși obișnuim să vorbim de momentele magnetice „constante“ ale atomilor, trebuie amintit că, într-o serie de cazuri, ele pot varia cu temperatura.

Pentru a compara formulele generale (9.24) sau (9.25) cu datele experimentale, ele trebuie scrise într-o formă mai concretă, pentru ca să apară mărimile direct măsurabile experimental. În acest scop, este comod să considerăm trei cazuri particulare: cînd diferențele de energie $h\nu (JJ')$ ale structurii de multipleți (v. § 2) a nivelelor electronice din atomi sînt mici în comparație cu kT, mari în comparație cu kT și comparabile cu kT.

1) $h\nu (JJ') \ll kT$. Cum a arătat Van Vleck [47], partea de înaltă frecvență a momentului paramagnetic lipsește. De aceea, dacă neglijăm și susceptibilitatea diamagnetică, care este, de obicei, mică față de cea paramagnetică, rămîne numai partea de joasă frecvență. Datorită valorii mici (față de kT) a diferențelor de energie dintre termenii structurii de multipleți, atomii se pot

găsi cu probabilități apreciabile în stări cu diferiți J' (întrucît factorii statistici $e^{-E/kT}$ diferă puțin între ei pentru aceste stări energetice apropiate). Pe de altă parte, valorile mici ale energiilor $h\nu\,(JJ')$ permit să se considere că cuplajul dintre momentele orbital și de spin ale atomului este mic în comparație cu cuplajul dintre aceste momente și cîmpul magnetic. Acest fapt este echivalent cu ipoteza că atomul se găsește într-un cîmp intens (efectul Paschen-Back, v. mai sus, § 2) și aceste două momente se cuantifică în cîmp independent unul de celălalt. De aceea, energia capătă forma (2.29) și expresia susceptibilității devine

$$\varkappa = \frac{\partial}{\partial H}\left\{ N\mu_B \frac{\sum_{m_L=-L}^{+L} m_L e^{-\frac{m_L \mu_B H}{kT}}}{\sum_{m_L=-L}^{+L} e^{-\frac{m_L \mu_B H}{kT}}} + N\mu_B \sum_{m_S=-S}^{+S} 2m_S e^{-\frac{2m_S \mu_B H}{kT}} \right\}; \qquad (9.26)$$

în virtutea ipotezei $m_L\mu_B H \ll kT$, obținem

$$\varkappa = \frac{N\mu_B^2}{kT}\left[\frac{\sum m_L^2}{2L+1} + \frac{4\sum m_S^2}{2S+1}\right]$$

sau, întrucît $\sum_{m=-j}^{+j} m^2 = \frac{1}{3}(2j+1)\,j\,(j+1)$,

$$\varkappa = \frac{N\mu_B^2}{3kT}\left[4S(S+1) + L(L+1)\right] \qquad (9.27)$$

și

$$p_p = \sqrt{4S(S+1) + L(L+1)}. \qquad (9.28)$$

Prin urmare, obținem din nou legea lui Curie $\left(\sim \frac{1}{T}\right)$, dar numărul efectiv p_p de magnetoni diferă de (9.8). Acest caz este realizat la ionii elementelor din grupa fierului.

Scanned with OKEN Scanner

2) $h\nu\ (JJ') \gg kT$. În acest caz, aproape toate particulele trebuie să se găsească în starea energetică cea mai joasă, deoarece factorul statistic pentru prima stare normală excitată (adică starea cu același număr cuantic principal ca și starea normală, dar cu $J' \neq J_0$) este, în virtutea ipotezei $h\nu\,(JJ') \gg kT$, neglijabil de mic. Prin urmare, partea de joasă frecvență a susceptibilității are forma clasică (9.6). În acest caz însă, partea de înaltă frecvență [1]) este diferită de zero; ea este de forma

$$N\alpha = \frac{N\mu_B^2}{6(2J+1)}\left[\frac{F(J+1)}{h\nu\,(J-1;\ J)} + \frac{F(J)}{h\nu\,(J-1;\ J)}\right], \qquad (9.29)$$

unde [2])

$$F(J) = \frac{1}{J}\,[(S+L+1)^2 - J^2]\,[J^2 - (S-L)^2]. \qquad (9.30)$$

Acest caz este realizat la majoritatea ionilor elementelor din grupul pămînturilor rare.

3) $h\nu\ (JJ') \sim kT$. În acest caz intermediar, se poate admite că numărul total N de atomi se împarte în grupuri cu numărul cuantic J de valori date adică $N = N_{J_1} + N_{J_2} + \ldots$ Mai departe, se poate considera $N_J = N\,(2J+1)\,e^{-E_J^{(0)}/kT}$, unde $(2J+1)$ dă numărul componentelor multipletului, iar $E_J^{(0)}$ este energia pentru $H = 0$ a stării cu J dat. Drept rezultat, obținem următoarea formulă a susceptibilității:

$$\varkappa = \frac{N\sum_{J=|L-S|}^{L+S}\left\{[g_J^2\mu_B^2 J(J+1)/3kT] + \alpha_J\right\}(2J+1)\,e^{-E_J^{(0)}/kT}}{\sum(2J+1)\,e^{-E_J^{(0)}/kT}}, \qquad (9.31)$$

unde indicele J la mărimile g și α arată că factorul Landé și partea de înaltă frecvență α a susceptibilității depind de J.

Se poate arăta [47] că, în cazul limită, cînd intervalele structurii de multipleți sînt înguste, formula (9.31) trece în (9.27). În general, (9.31) dă o cu totul altă dependență de temperatură a lui $\varkappa\,(T)$ decît cea care rezultă din legea clasică $\sim \frac{1}{T}$.

b) **Datele experimentale fundamentale. 1. Gazele monoatomice paramagnetice.** Formulele date anterior se referă, riguros vorbind,

[1]) Conform celor spuse mai înainte, considerăm partea diamagnetică egală cu zero.

[2]) Acești termeni sînt echivalenți cu termenii Zeeman de ordinul doi (*ne*diamagnetici).

la gazele monoatomice, pentru care interacțiunea dintre atomi este minimă. Însă, gazele monoatomice obișnuite cu pături electronice complete (gazele inerte) care există în stare naturală (la presiuni și temperaturi normale) sînt toate diamagnetice; vaporii metalelor alcaline, deși sînt paramagnetici, au tensiunea de vapori neglijabilă la temperaturi normale. Măsurătorile efectuate la temperaturi foarte înalte ($>500°C$) sînt extrem de dificile din punct de vedere tehnic și neprecise, deoarece efectul paramagnetic este extrem de mic $\left(\sim \frac{1}{T}!\right)$. Cu toate acestea, s-au efectuat măsurători pentru vapori de potasiu și de taliu (v. [47]), care au arătat că, de exemplu, pentru vaporii de potasiu, în intervalul de temperaturi de la 600 pînă la 800° C și, corespunzător, în intervalul de presiuni de la 0,5 pînă la 300 mm Hg, susceptibilitatea paramagnetică atomică satisface legea Curie și este egală cu $0{,}38/T$. Este natural să admitem că starea normală a unui atom de potasiu este ^2S, că există adică un singur electron de valență cu momentul de spin necompensat. În virtutea relației (9.27) avem, în acest caz, $\varkappa = \frac{N\mu^2}{kT} = \frac{0{,}372}{T}$. Prin urmare, concordanța între teorie și experiență este suficient de bună. Trebuie, totuși, să constatăm că există încă insuficiente experiențe cu privire la măsurarea susceptibilității gazelor monoatomice paramagnetice și că această chestiune este, pînă în momentul de față, una dintre cele mai actuale pentru verificarea experimentală a teoriei expuse mai sus.

2. **Ionii elementelor din familia pămînturilor rare.** În prezent, cele mai studiate sînt proprietățile paramagnetice ale ionilor pămînturilor rare, de la ceriu Ce ($Z = 58$) pînă la iterbiu Yb ($Z = 70$), ai căror compuși (sărurile și soluțiile de săruri) sînt substanțe puternic paramagnetice, care satisfac legea simplă a paramagnetismului „atomic". Acest din urmă fapt este legat de împrejurarea că, practic, întotdeauna în aceste substanțe paramagnetismul se datorește ionilor pămînturilor rare, și anume momentului magnetic rezultant al păturii incomplete $4f$ a învelișului electronic al acestor atomi de pămînturi rare. Configurația electronică în învelișul atomilor pămînturilor rare este de forma

$$\ldots 4f^{0-14}\, 5s^2\, 5p^6\, 5d^2\, 6s.$$

Este natural să considerăm că învelișurile electronice exterioare complete ($5s^2$—$5p^6$) ecranează suficient de bine pătura

incompletă și magnetic activă $4f$ de influența atomilor vecini și, de aceea, acești atomi (sau ioni) se pot comporta din punct de vedere magnetic analog cu atomii gazelor (ideale) rarefiate. Un indiciu al unei astfel de ecranări a păturii $4f$ față de influențele atomilor vecini este asemănarea proprietăților chimice și faptul că benzile de absorpție și susceptibilitatea magnetică depind numai foarte puțin de variația „mediului înconjurător" al ionului de pământ rar, la trecerea de la un compus la altul sau de la soluție la sarea solidă. În majoritatea cazurilor, ionii pământurilor rare sînt trivalenți (cedează cei trei electroni de valență $5d^2$ și $6s$).

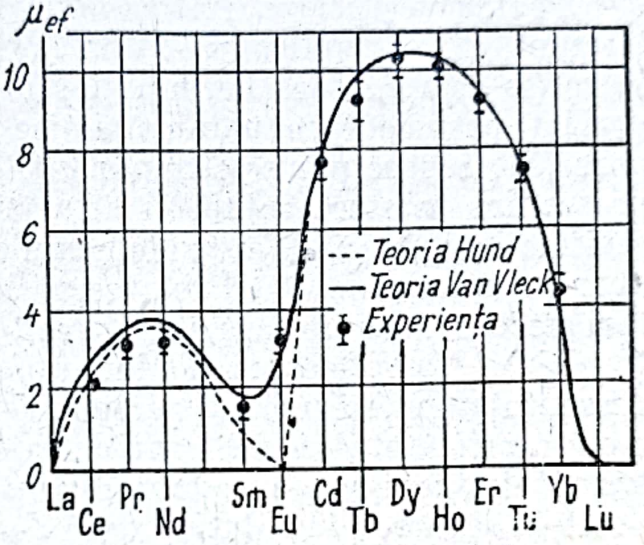


Fig. 37. Momentele magnetice atomice efective ale ionilor pământurilor rare.

Prima lucrare mai amplă și mai amănunțită de calcul teoretic al susceptibilității ionilor pământurilor rare aparține lui I. G. Dorfman [77]. Ulterior, această lucrare a fost continuată de Hund [78] și de Van Vleck [47]. În fig. 37, sînt date valorile experimentale pentru momentul atomic efectiv al ionilor pământurilor rare, determinat din formula

$$\mu_{ef} = \sqrt{\frac{3\varkappa k T}{N\mu_B^2}}. \qquad (9.32)$$

Cerculețele cu segmentele verticale din grafic arată abaterile punctelor după datele diferitelor cercetări. Figura dă și curba teoretică pentru care susceptibilitatea $\varkappa$ din formula (9.32) s-a calculat după formulele lui Van Vleck (9.24). Pentru majoritatea elementelor, s-a dovedit posibil, în perfectă concordanță cu experiența, să fie folosite pentru $\varkappa$ formulele simplificate (9.6) și (9.29), obținute în ipoteza că distanțele între nivelele energetice vecine ale termenilor structurii de multipleți sînt mari în comparație cu kT. Valorile numerelor cuantice J, S și L pentru starea fundamentală se determină din considerații spectroscopice, după Hund. Pentru două elemente, samariul Sm ($Z = 62$) și europiul Eu ($Z = 63$), această ipoteză nu este

confirmată; spectrul energetic al învelișului electronic al acestor atomi satisface relația $h\nu\,(JJ') \sim kT$[1]). De aceea, în cele două cazuri indicate, trebuie să ne folosim de formula mai complicată (9.31). Dependența de temperatură a lui $\varkappa$ pentru acești ioni diferă, și ea, de legea Curie și, la temperaturi nu prea mari, poate fi aproximată bine de formula (9.31).

Pentru verificarea mai amănunțită a teoriei, ar fi foarte interesant să se studieze $\varkappa(T)$ în domeniul temperaturilor foarte joase (la temperatura heliului lichid). Ianus și Drojjina [79] au studiat proprietățile paramagnetice ale unor probe extrem de pure (în ceea ce privește impuritățile feromagnetice) de ceriu și praseodim în stare solidă și au găsit că aceste pămînturi rare satisfac legea Curie-Weiss. Momentele magnetice atomice efective apar ceva mai mici decît se observă la ionii trivalenți în măsurători efectuate asupra sărurilor și decît cele care se obțin cu ajutorul teoriei lui Van Vleck. Acest lucru poate fi explicat calitativ prin prezența unor impurități feromagnetice inevitabile și, de asemenea, prin faptul că electronii de valență din metal, care formează gazul electronilor de conducție, au alte proprietăți magnetice decît în săruri și în soluții; afară de aceasta, influența cîmpului electric al cristalului asupra momentelor orbitale ale păturii $4f$, în cazul metalului și al sării, poate fi complet diferită. Dificultățile tehnice întîmpinate la obținerea unor probe pure și mari de pămînturi rare nu dau posibilitatea să se efectueze studiul lor magnetic pe scară largă, deși studiul proprietăților magnetice ale acestor metale, în deosebi, la temperaturi extrem de coborîte, prezintă un interes foarte mare.

Pînă în prezent, s-a presupus că intensitatea cîmpului magnetic este mică, astfel încît magnetizarea crește liniar cu cîmpul. Pentru cazul limită $h\nu\,(JJ') \gg kT$, se poate obține, fără a dezvolta exponentul în serie după puterile lui $g\mu_B H/kT$, o expresie precisă pentru $I\,(H)$, care este de forma

$$I = NJg\,\mu_B\,B_J\left(\frac{Jg\mu_B\,H}{kT}\right), \tag{9.33}$$

unde

$$B_J(y) = \frac{2J+1}{2J}\,\mathrm{cth}\left(\frac{2Jy+y}{2J}\right) - \frac{1}{2J}\,\mathrm{cth}\,\frac{y}{2J} \tag{9.34}$$

[1]) Într-o anumită măsură, aceasta se referă la neodim Nd($Z = 60$) și, probabil, la elementul radioactiv cu $Z = 61$, neîntîlnit în natură, dar obținut artificial, care a fost numit prometiu (Pm). Această chestiune este lămurită mai amănunțit în monografiile [47, 51].

este așa-numita funcție generalizată a lui Langevin (sau a lui Brillouin-Debye). Pentru celălalt caz limită $h\nu\,(JJ') \ll kT$, obținem, în locul lui (9.33),

$$I = 2NS\mu_B B_S\left(\frac{2S\mu_B H}{kT}\right) + NL\mu_B B_L\left(\frac{L\mu_B H}{kT}\right).$$

Această formulă nu este însă folosită, deoarece, la temperaturi joase, cînd se poate observa experimental fenomenul de saturație, nu este satisfăcută ipoteza că $h\nu\,(JJ')$ este mic în comparație cu kT. Pentru valori mari ale lui J, (9.33) trece în funcția clasică a lui Langevin $L(x) = \operatorname{cth} x - \frac{1}{x}$. În conformitate cu (9.33), mărimea saturației, pentru $N \to \infty$, este

$$I_\infty = NJg\mu_B. \qquad (9.35)$$

Această mărime este de $\sqrt{J/J+1}$ ori mai mică decît mărimea dată de formula clasică, ceea ce este o consecință a relației de nedeterminare pentru componentele momentului cinetic al electronului [47][1]).

Cea mai bună concordanță a teoriei cu experiența a fost obținută pentru o sare solidă, sulfatul de gadoliniu $Gd_2[SO_4]_3 \cdot 8H_2O$. În acest caz, $J = {}^7/_2$. Fig. 38 reprezintă curba teoretică $I/I_\infty = B_{7/2}(7\mu_B H/kT)$ și punctele experimentale după datele măsurătorilor lui Woltjer [80]. Momentul magnetic la saturație este, în acest caz, egal cu $0{,}88\,N\mu_{ef}$.

3. Elementele grupelor de tranziție și ionii lor[2]). Afară de pămînturile rare, mai există alte patru grupe de elemente cu o pătură interioară incompletă: 1) grupa fierului: de la scandiu Sc ($Z = 21$) pînă la nichel Ni ($Z = 28$) cu pătura $3d$ incompletă; 2) grupa paladiului: de la itriu Y ($Z = 39$) pînă la rodiu Rh ($Z = 45$), cu pătura $4d$ incompletă; 3) grupa platinei: de la lutețiu Lu ($Z = 71$) pînă la platină Pt ($Z = 78$), cu pătura $5d$ incompletă; 4) grupa actinidelor : de la radiu Ra ($Z = 88$) pînă

[1]) În adevăr, conform mecanicii cuantice, componența z a momentului cinetic are valoarea maximă $J\hbar$, dar, în acest caz, componentele x și y sînt diferite de zero, deoarece modulul vectorului moment cinetic este egal cu $\sqrt{J(J+1)}\,\hbar$. Prin urmare, chiar și la orientarea cea mai favorabilă posibilă a momentelor magnetice, cea paralelă, saturația apare mai mică decît valoarea la care ne-am putea aștepta din punctul de vedere al concepțiilor clasice macroscopice grosolane.

[2]) V. și secțiunea C a acestui paragraf.

la uraniu U ($Z = 92$), cu pătura $6d$ incompletă.[1]) Spre deosebire, însă, de pămînturile rare, pătura incompletă (pătura d) din învelișul electronic al atomilor elementelor acestor grupe este situată mai aproape de periferia învelișului și, de aceea, nu este atît de bine ecranată de influențele exterioare. Valoarea momentelor magnetice efective ale acestor ioni este, și ea, mai mică decît la ionii pămînturilor rare, chiar și numai pentru că, în cazul dat,

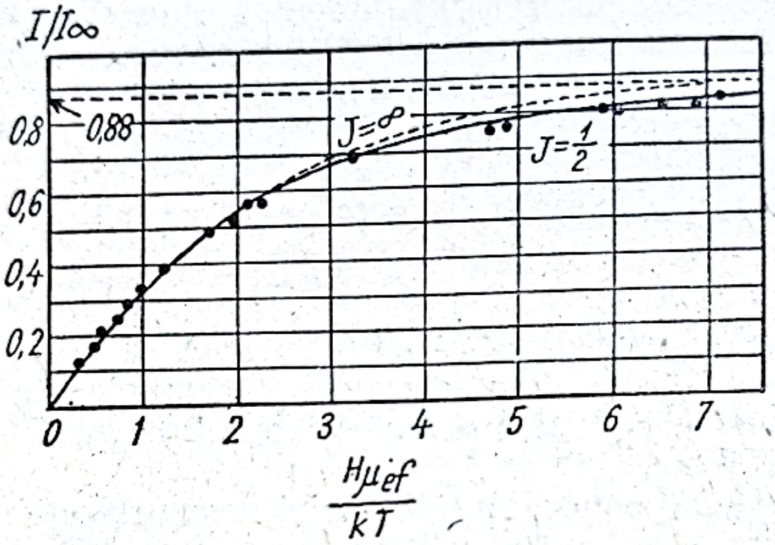


Fig. 38. Curba de magnetizare a sulfatului de gadoliniu [47, 80].

paramagnetismul se datorește păturii d, care are 10 „locuri", electronice, în timp ce, în învelișul electronic al atomilor pămînturilor rare, momentul magnetic este produs de pătura $4f$, care are 14 „locuri".

În felul acesta, în cazul ionilor din grupa fierului, trebuie să ținem seama de influența „mediului înconjurător" asupra comportării magnetice a ionilor. În acest caz, rezultă că partea de spin și partea orbitală a momentului magnetic se comportă în mod diferit. Cea mai bună concordanță cu teoria se obține, dacă admitem că magnetismul orbital lipsește complet[2]) și că întregul

[1]) În cazul ionilor, aceste grupe au un aspect întrucîtva diferit. De exemplu, grupa fierului se întinde de la ionul de scandiu Sc^{3+} pînă la ionul de zinc Zn^{2+}. Numărul de electroni în pătura $3d$ variază aici de la 0 pînă la 10. La grupa actinidelor, mai trebuie adăugate și elementele transuranice ($Z > 92$).

[2]) Așa-numitul fenomen de „înghețare" a orbitelor electronice sub influența unui cîmp electric în interiorul cristalului (v. mai jos).

magnetism este determinat numai de spinii electronici. În conformitate cu (9.27), susceptibilitatea este

$$\varkappa = \frac{N\mu_B^2}{3kT}\,[4s\,(s+1)] \tag{9.36}$$

și momentul magnetic efectiv al unui atom este

$$p_p = 2\sqrt{s\,(s+1)}.$$

Prin urmare, dacă cunoaștem multiplicitatea $(2s+1)$ sau numărul n de electroni impari, atunci p_p poate fi calculat din formula

$$p_p = \sqrt{n\,(n+2)}. \tag{9.37}$$

Datele pentru ionii grupei fierului sînt reunite în tabela VIII.

Concordanța dintre teorie și experiență este aici mai puțin bună decît în cazul pămînturilor rare. Datorită fenomenului de schimb electronic (v. § 13) și, îndeosebi, datorită acțiunii cîmpului din cristal produs de atomii vecini, legea Curie (9.3) nu este, practic, niciodată satisfăcută pentru majoritatea acestor ioni și, de aceea, în cazul dat, este valabilă legea Curie-Weiss (6.2):

$$\varkappa \sim \frac{C'}{T+\Delta}. \tag{9.38}$$

Trebuie remarcat aici că, după cum se știe, spre deosebire de legea Curie, care are o semnificație universală pentru intervale de cîmpuri și de temperaturi determinate, legea Curie-Weiss (9.38) nu este atît de generală. Se poate spune numai că, într-un anumit interval de temperaturi (nu prea joase), formula (9.38) aproximează destul de bine dependența experimentală a susceptibilității de temperatură. La temperaturi mai joase (sub $\sim 70^\circ$K), încep să apară anomaliile magnetice caracteristice temperaturilor joase (anomaliile criomagnetice) și susceptibilitatea începe, de obicei, să crească mai încet cu scăderea temperaturii, decît ar rezulta din formula (9.38).

Una dintre cauzele anomaliilor criomagnetice și ale apariției constantei Δ în formula (9.38) poate fi influența cîmpurilor electrice neuniforme ale ionilor vecini sau ale dipolilor orientați ai moleculelor solventului asupra momentului orbital al electronilor. La temperaturi înalte, acest cîmp produce o scindare a nivelor de multipleți, ceea ce duce la apariția corecției Δ, iar la temperaturi joase, acest cîmp duce la abateri sensibile de la formula (9.38). În fig. 39, sînt arătate, ca exemplu, datele cu

Tabela VIII

Valorile efective teoretice și experimentale ale numărului de magnetoni pentru ionii primei grupe a metalelor de tranziție

Ionul	Numărul electronilor $3d$	Termenul fundamental	$p_p = \sqrt{n(n+2)}$ (teoretic)	p_p (experimental
Sc^{+3} Ti^{+4} V^{+5}	0	$^1S_0$	0,00	0,0 0,0 0,0
Ti^{+3} $+4$	1	$^2D_{3/2}$	1,73	1,77—1,79
Ti^{+2} $+3$	2	$^3F_2$	2,83	2,76—2,85
V^{+2} Cr^{+3} Mn^{+4}	3	$^4F_{3/2}$	3,87	3,81—3,86 3,68—3,86 4,00
Cr^{+2} Mn^{+3}	4	$^5D_0$	4,90	4,80 5,0
Mn^{+2} Fe^{+3}	5	$^6S_{5/2}$	5,92	5,2 —5,96 5,4 —6,0
Fe^{+2} Co^{+3}	6	$^5D_4$	4,90	5,0 —5,5 (2,5)
Co^{+2}	7	$^4F_{9/2}$	3,87	4,4 —5,2
Ni^{+2}	8	$^3F_4$	2,83	2,9 —3,4
Cu^{+2}	9	$^2D_{5/2}$	2,73	1,8 —2,2
Cu^{+1} Zn^{+2}	10	$^1S_0$	0,00	0,0 0,0

Observație. Datele teoretice pentru p_p sînt calculate în ipoteza că este efectiv numai momentul de spin, cel orbital fiind „înghețat".

privire la măsurătorile dependenței de temperatură a lui $\frac{1}{\varkappa}(T)$ pentru ionii trivalenți de prazeodim și neodim; aceste date sînt în foarte bună concordanță cu calculul teoretic al lui Penney și Schlapp [81], care au studiat scindarea nivelelor energetice în ioni, produsă de cîmpul electric al rețelei cristaline.

Pornind de la concepțiile cele mai generale, putem scrie susceptibilitatea paramagnetică sub forma unei serii în raport cu puterile descrescătoare ale temperaturii:

$$\varkappa = \frac{C_1}{T} + \frac{C_2}{T^2} + \frac{C_3}{T^3} + \dots$$

Această formulă coincide cu (9.38), dacă $C_2 \ll C_1$ și $C_3 \sim 0$, deoarece, în acest caz,

$$\varkappa \sim \frac{C_1}{T}\left(1 + \frac{C_2}{C_1}\frac{1}{T}\right) = \frac{C_1}{T - \frac{C_2}{C_1}}$$

și, prin urmare, $\Delta \approx C_2/C_1$. Se mai poate afirma, în cazul cel mai general, că apariția mărimii Δ, care caracterizează abaterile de la legea lui Curie, este produsă, în multe cazuri, în esență, de acțiunea cîmpului din cristal. În cazul gadoliniului, care nu are structură de multipleți, apariția lui Δ în (9.38) se datorește, probabil, forțelor de schimb dintre electronii ionilor vecini. O indicație indirectă asupra acestui fapt este împrejurarea că, în cazul gadoliniului, la mărirea distanței dintre ionii de gadoliniu Gd^{3+} prin diluarea magnetică cu compuși inerți, mărimea Δ se micșorează foarte mult, iar în cazul neodimului, variația lui Δ cu creșterea distanțelor dintre ionii de Ne^{3+} este sensibil mai mică (v. tabela IX).

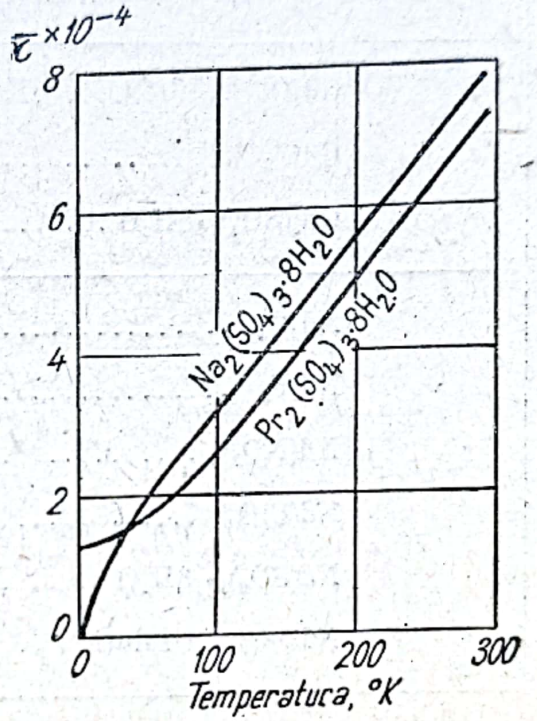


Fig. 39. Variația susceptibilității paramagnetice a ionilor trivalenți de praseodim și neodim, în funcție de temperatură.

În concluzie, trebuie subliniat încă o dată că „legea“ (9.38) și constanta Δ pe care o conține nu au o valoare universală și sînt numai rezultatul unei formulări aproximative a legilor empirice (v. și secțiunea C a acestui paragraf), adeseori, numai pentru un interval limitat de temperaturi.

Tabela IX

Dependența constantei Δ din formula (9.38) pentru cîțiva compuși ai gadoliniului și neodimului

Compusul (în ordinea diluării magnetice crescătoare)	Δ, °K
Gd_2O_3	18±2
$GdCl_3$	14
$Gd_2(SO_4)_3 \cdot 8H_2O$	2(~0)
Nd_2O_3	59
Nd_2F_3	54
$Nd(NO_3)_3$	49
$Nd(ClO_4)$	48
$Nd(SO_4)_3 \cdot 8H_2O$	45
Nd+++ în soluție	45

Cu privire la alte grupe de metale de tranziție, există pînă acum numai un număr extrem de redus de date experimentale, așa că nu putem vorbi de o comparare amplă a teoriei cu experiența (v. și secțiunea C).

B. PARAMAGNETISMUL MOLECULELOR

Majoritatea moleculelor cu mai mult de un atom sînt diamagnetice, deoarece ele conțin, de obicei, un număr par de electroni care formează pături complete, neutre din punct de vedere magnetic. Există, însă, o excepție la această regulă: paramagnetismul oxigenului (O_2), care are molecule cu un număr par de electroni și, cu toate acestea, ele nu formează, în starea normală, o pătură completă, neutră din punct de vedere magnetic. Moleculele cu un număr impar de electroni, care sînt relativ mult mai puțin numeroase decît moleculele „pare", sînt, dimpotrivă, paramagnetice. Un reprezentant tipic al acestei clase de substanțe paramagnetice este oxidul de azot (NO).

Scanned with OKEN Scanner

În cazul cel mai simplu al moleculelor biatomice, schema vectorială a învelișului electronic se schimbă în comparație cu aceeași schemă la atom. Una dintre deosebirile fundamentale stă în faptul că, în cazul dat, momentul orbital rezultant nu mai este o integrală a mișcării; numai proiecția acestui moment pe axa moleculei[1]), adică pe direcția care unește centrele nucleelor atomilor este o integrală primă. De aceea, în locul numărului cuantic orbital L, se introduce numărul cuantic Λ al proiecției

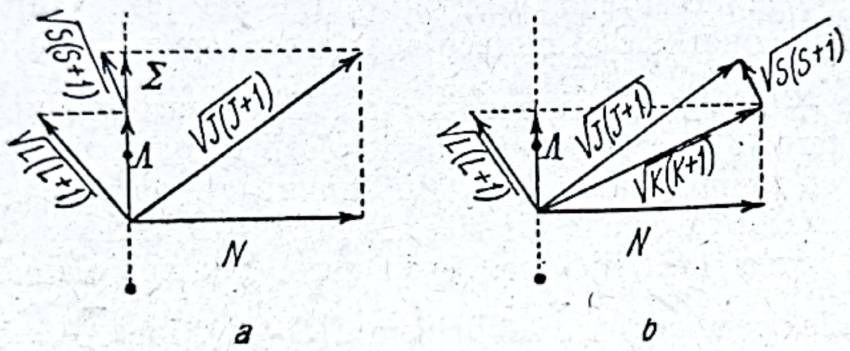


Fig. 40. Modelul vectorial al momentelor cinetice ale moleculei.

acestui moment pe axa moleculei. Termenii corespunzători valorilor $\Lambda = 0, 1, 2, 3, \ldots$ se notează cu Σ, Π, Δ, Φ (în loc de S, P, D, F). Momentul total al moleculei cu numărul cuantic J este rezultatul compunerii proiecțiilor „paralele" ale momentului orbital (Λ), momentului de spin al electronilor (cu numărul cuantic S) și momentului rotației atomilor din moleculă în jurul unei axe perpendiculare pe axa moleculei (cu numărul cuantic N). Pot exista două cazuri de compunere: *a)* cuplajul între momentul orbital și momentul de spin este mai mare decît cuplajul între S și N; de aceea, momentul total $\sqrt{J(J+1)}\hbar$ se obține ca sumă vectorială a momentului N și a proiecției rezultante a momentelor orbital și de spin $|\vec{\Omega}| = |\vec{\Lambda} + \vec{\Sigma}|$ pe axa moleculei (fig. 40, *a*); *b)* cuplajul S cu Λ este mai mic decît cu N și, de aceea, proiecția Σ a momentului de spin pe axa moleculei dispare (fig. 40, *b*). Vectorii $\vec{\Lambda}$ și $\vec{N}$ dau vectorul rezultant $\vec{K}$; acesta se compune cu vectorul de spin $\vec{S}$ și dă momentul total $\sqrt{J(J+1)}\hbar$.

[1]) Dacă se consideră nucleele imobile și interacțiunea între momentele de spin și orbitale mică.

Aici, ca și în cazul atomilor, se poate considera problema în două cazuri limită: cazul cînd intervalele dintre termenii de multipleți sînt mari și cazul cînd aceste intervale sînt mici. În primul caz, cînd $h\nu(JJ') \ll kT$ atît pentru stările cu cuplaj de tipul a, cît și pentru cele de tipul b, susceptibilitatea este

$$\varkappa = \frac{N\mu_B^2}{3kT}\left[4S(S+1)+\Lambda^2\right] + N\bar{\alpha}. \qquad (9.39)$$

În adevăr, în acest caz, pătratul părții de joasă frecvență a momentului magnetic al moleculei este egal cu pătratul operatorului $(2\vec{S}+\vec{\Lambda})\mu_B$. Apoi, media statistică a produsului $\vec{S}\vec{\Lambda}$ este egală cu zero, deoarece, pentru multipleții înguști, putem neglija factorul de temperatură al lui Boltzmann și, de aceea, elementele de matrice de semne diferite ale produsului scalar au aceeași pondere, suma lor fiind egală cu zero. Pentru elementele de matrice ale operatorului $\vec{S}^2$, obținem $S(S+1)$, iar $\vec{\Lambda}^2 = \Lambda^2$, ceea ce duce la (9.39).

Dacă însă $h\nu(JJ') \gg kT$, se realizează numai cuplajul de tipul a, deoarece cuplajul de tipul b presupune că $h\nu(JJ')$ este mult mai mic decît distanța dintre două nivele de rotație vecine, care este, de obicei, mai mică decît kT. Totodată, se poate vedea ușor că susceptibilitatea este de forma

$$\varkappa = \frac{N\mu_B^2}{3kT}(\Lambda+2\Sigma)^2. \qquad (9.40)$$

În cazul oxigenului O_2, starea fundamentală a moleculei este ${}^3\Sigma$ ($\Lambda=0$ și $S=1$), adică, deși electronii sînt în număr par, doi dintre ei rămîn „neîmperechiați". Asemenea proprietăți magnetice speciale posedă numai unele forme de vapori de sulf și un număr foarte mic de molecule de compuși organici („biradicalii"). Faptul că, la oxigenul molecular, se observă o astfel de anomalie este dovedit nu numai de măsurătorile susceptibilității magnetice, dar și de experiențele de deviere a fasciculelor moleculare și de studiul amănunțit al structurii spectrului molecular. În cazul oxigenului, intervalele dintre termenii de multipleți sînt mici în comparație cu kT, de aceea, în conformitate cu (9.39), avem, pentru $\Lambda=0$ și $S=1$,

$$\varkappa = \frac{8N\mu_B^2}{3kT} = \frac{0{,}993}{T}. \qquad (9.41)$$

Prin urmare, la 20°C, de exemplu, $\varkappa = 339 \cdot 10^{-5}$; experiența dă $\varkappa_{exp} = 342 \cdot 10^{-5}$ (valoarea medie a rezultatelor măsurătorilor diferiților autori). La presiuni joase, relația (9.41) este satisfăcută într-un interval larg de temperaturi (143°—720°K). La mărirea presiunii survin, însă, abateri, și în locul lui (9.41), este valabilă legea Curie-Weiss (9.38) $\varkappa(T+\Delta) = C$ cu constanta Δ depinzînd de densitate. Același lucru este valabil, atît pentru starea lichidă, cît și pentru cea solidă. Totodată, întregul fenomen se complică prin faptul că, într-un gaz în soluție lichidă, apar, o dată cu moleculele O_2, și moleculele O_4 (v. [51]).

Termenùl fundamental al moleculei NO este termenul $^2\Pi$, adică dubletul cu nivelele $^2\Pi_{3/2}$ și $^2\Pi_{1/2}$. Totodată, se constată că diferența energiilor acestor două nivele este de ordinul kT, chiar la temperatura camerei. În baza teoriei cuantice generale, Van Vleck [47] a dedus, pentru acest caz, o formulă mai precisă a susceptibilității. În aceste stări, $\Lambda = 1$ [vom neglija variațiile numărului cuantic Λ, deoarece aceasta corespunde termenilor cu frecvențe foarte înalte (9.18)] și $\Sigma = \pm \frac{1}{2}$. Să introducem numărul cuantic $\Omega = \Sigma + \Lambda$ ($^3/_2$, $\frac{1}{2}$). În (9.18), vor intra elementele de matrice $(\Omega jm|\hat{M}^{(0)}|\Omega' j'm')$; j este identic cu numărul cuantic de rotație molecular J, iar m cu componenta lui J în lungul cîmpului. Prin urmare, (9.18) devine

$$\varkappa = \frac{N}{3kTZ^{(0)}} \sum_{\Omega jm;\, j'm'} |(\Omega jm|\hat{M}^{(0)}|\Omega j'm')|^2 e^{-\frac{E_{\Omega_j}^{(0)}}{kT}} + \\ + \frac{2N}{3Z^{(0)}} \sum_{\Omega jm;\ \Omega' j'm'} \frac{|(\Omega jm|\hat{M}^{(0)}|\Omega' j'm')|^2}{h\nu(\Omega';\Omega)} e^{-\frac{E_{\Omega_j}^{(0)}}{kT}}. \qquad (9.42)$$

Frecvența $\nu(\Omega' j'm';\ \Omega jm)$ este înlocuită, aici, cu $\nu(\Omega';\Omega)$, ca și în (9.18). Primul și al doilea termen din (9.42) provin respectiv de la componenta paralelă și de la cea perpendiculară ale momentului. Aceasta rezultă din faptul că variațiile lui Ω sînt legate, din punct de vedere cinematic, de precesia în jurul axei moleculei și, de aceea, ele depind numai de variația componentei perpendiculare. În virtutea lui (9.19), avem, mai departe,

$$\sum_{j'm'} |(\Omega jm|\hat{M}^{(0)}|\Omega j'm')|^2 = (\Omega|\hat{M}^{(0)2}|\Omega) = (\Lambda + 2\Sigma)^2\mu_B^2 = \\ = (1 \pm 1)^2\mu_B^2. \qquad (9.43)$$

În mod analog,

$$\sum_{\Omega' j' m' (\Omega' \neq \Omega)} |(\Omega j m | \hat{M}^{(0)} | \Omega' j' m')|^2 = (\Omega | \hat{M}_{\perp}^{(0)^2} | \Omega) = 4 (S^2 + S - \Sigma^2)\mu_B^2 = 2\mu_B^2, \quad (9.44)$$

unde, în virtutea observației de mai sus cu privire la variația lui Λ, $M_{\perp}^{(0)}$ este componenta perpendiculară a momentului de spin pur. Avem, mai departe,

$$\nu\left(\frac{3}{2};\ \frac{1}{2}\right) = -\nu\left(\frac{1}{2};\ \frac{3}{2}\right) = \Delta\nu = \frac{\Delta E}{h}$$

și

$$E^{(0)}_{\frac{3}{2},j} = E^{(0)}_{\frac{1}{2},j} + \Delta E.$$

Datorită faptului că (9.43) și (9.44) nu depind de j și m, sumele în raport cu j, m la numărătorii termenilor din (9.42) se simplifică cu $Z^{(0)}$ de la numitori. Atunci, dacă introducem notația

$$\varkappa = \frac{\Delta E}{kT}, \quad (9.45)$$

găsim, în locul lui (9.42),

$$\varkappa = \frac{4N\mu_B^2}{3kT} \cdot \frac{(1 - e^{-x} + xe^{-x})}{x + xe^{-x}}. \quad (9.46)$$

Introducînd, cu ajutorul formulei

$$\varkappa = \frac{N\mu_{ef}^2}{3kT}, \quad (9.47)$$

momentul magnetic atomic efectiv, vom avea

$$\mu_{ef} = 2\mu_B \sqrt{\frac{1 - e^{x} + xe^{-x}}{x + xe^{-x}}}, \quad (9.48)$$

unde, pentru cazul dat,

$$x = \frac{\Delta E}{kT} \sim \frac{173}{T}.$$

ΔE este, aici, diferența energiilor dintre nivelele dubletului $^2\Pi$, egală cu 120 cm^{-1}. În fig. 41, este comparată formula teoretică (9.48) cu datele experimentale. Această concordanță atît

de bună a teoriei cu experiența, în cazul concret dat, se consideră ca una dintre cele mai convingătoare confirmări experimentale cantitative ale valabilității teoriei cuantice a paramagnetismului molecular.

Există un foarte bogat material experimental cu privire la paramagnetismul moleculelor poliatomice și al compușilor complecși (v. [51]). Evident, în aceste cazuri, nu avem posibilitatea de a compara atît de direct teoria cu experiența. Principiile generale calitative ale teoriei cuantice a paramagnetismului își găsesc, însă, și aici, confirmarea și constituie o metodă importantă și fertilă pentru studiul structurii moleculelor.

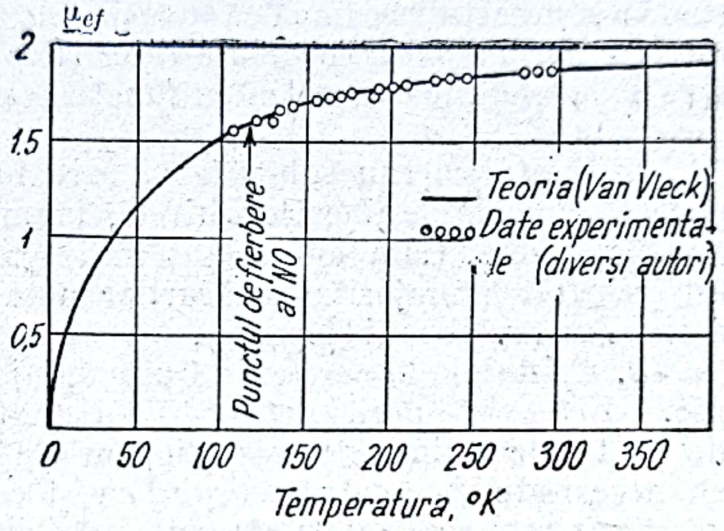


Fig. 41. Curba de magnetizare a oxidului de azot NO.

C. PARAMAGNETISMUL SĂRURILOR SOLIDE

Să trecem acum în revistă, pe scurt, concepțiile teoretice și faptele experimentale fundamentale care se referă la paramagnetismul corpurilor solide, și anume al sărurilor metalelor grupelor de tranziție. Conform clasificării propuse de Van Vleck, se pot deosebi trei tipuri de substanțe paramagnetice cristaline (nemetalice)[1]):

1. Substanțele în care forțele de interacțiune interatomică sînt atît de slabe, încît susceptibilitatea magnetică poate fi calculată în ipoteza că atomii, mai precis ionii, sînt în starea solidă la fel de liberi din punct de vedere magnetic ca și într-un gaz ideal. Drept criteriu al micimii forțelor interatomice, poate servi micimea lucrului produs de aceste forțe, atunci cînd variază momentele magnetice ale ionilor, în comparație cu energia kT. Acest caz este realizat în modul cel mai complet pentru sărurile pămînturilor rare, care au și fost considerate mai sus ca repre-

[1]) Cu privire la paramagnetismul metalelor, v. secțiunea D.

zentanți ai „gazelor“ paramagnetice. Libertatea neobișnuită a „orbitelor“ păturii 4*f* la ionii elementelor pămînturilor rare se manifestă, nu numai în specificul proprietăților magnetice, ci și în faptul că liniile spectrale ale sărurilor acestor elemente sînt deosebit de nete. Din punctul de vedere al concepțiilor mecanicii cuantice, aceasta înseamnă că funcțiile de undă care descriu stările electronilor în păturile 4*f* ale diferiților atomi ai pămînturilor rare se acoperă foarte puțin cu funcțiile atomilor vecini, chiar și în cristale.

2. Cristalele sau soluțiile în care forțele interatomice „îngheață“ momentele cinetice orbitale, iar momentele de spin rămîn, practic, libere. Cum am arătat mai sus, se pare că acest caz este realizat în majoritatea sărurilor metalelor grupei de tranziție a fierului (v. și mai departe).

3. Cristalele în care există un cuplaj magnetic atît de puternic, adică există multipleți atît de distanțați, încît, independent de efectul de schimb electrostatic, forțele interatomice „îngheață“ cu necesitate momentul de spin, ca și cel orbital. Probabil că acest caz este realizat la sărurile metalelor grupelor de tranziție ale platinei și paladiului.

Pe lîngă aceste cazuri, mai există trei tipuri de cuplaje care duc la proprietăți magnetice diferite ale corpurilor solide:

1′) Metalele în care forțele electrostatice de schimb duc la o orientare paralelă spontană a momentelor magnetice de spin. Acesta este cazul feromagnetismului (v. § 13).

2′) Cristalele în care aceleași forțe de schimb duc la o orientare antiparalelă a momentelor magnetice de spin în nodurile vecine ale rețelei. Acesta este cazul antiferomagnetismului (v. § 13).

3′) Metalele în care momentele magnetice de spin ale electronilor de valență colectivizați (electronii de conducție) se compensează reciproc, în virtutea principiului lui Pauli. Acest caz de paramagnetism (cazul Dorfman-Pauli) se realizează cel mai bine la metalele alcaline.

În cazurile 2′ și 3′, momentele orbitale sînt, de obicei, înghețate, ca și în cazul 2. Prin urmare, în cazurile 3, 2′ și 3′, momentele orbitale și de spin se găsesc într-o interacțiune internă atît de puternică, încît avem de a face, fie cu un paramagnetism „slab“, fie chiar cu un diamagnetism. Totodată cazurile 2′ și 3′, care vor fi analizate în § 13 și în secțiunea D a prezentului paragraf, se realizează mai des decît cazul 3.

Mecanismul de „înghețare“ a momentelor magnetice orbitale este determinat de influența cîmpului electric al cristalului asupra

mișcării electronilor din păturile interioare incomplete ale ionilor paramagnetici. În felul acesta, momentul orbital se orientează oarecum în cîmpul interior foarte „puternic", și orientarea lui nu poate fi modificată de acțiunea cîmpului magnetic exterior mai slab. Influența acestui „efect cristalin Stark" a fost studiată mai amănunțit de Bethe [95], Kramers [96], Penney și Schlapp [81] și de Van Vleck [47]. Cîmpul electric al cristalului ridică degenerarea pentru diferitele stări magnetice cu același moment cinetic rezultant (cuantificarea spațială). Această ridicare a degenerării față de stările orbitale poate fi completă, parțială sau poate lipsi complet, în funcție de proprietățile de simetrie ale acestui cîmp.

În particular, dacă avem de-a face cu un multiplet „larg" ($h\nu > kT$) și dacă cîmpul interior asimetric al cristalului ridică complet degenerarea, atunci cîmpul exterior nu mai poate duce la o redistribuire pe diferite stări și, de aceea, susceptibilitatea va fi egală cu zero. Degenerarea față de spin rămîne, în acest caz, neschimbată, deoarece, în efectul Stark, energia nu depinde direct de orientarea spinului față de cîmp. De aceea, cîmpul cristalin nu exercită, practic, nici o influență asupra ionilor care se găsesc în stările s, de exemplu ionul Gd^{+++} ($^8S_{7/2}$). Energia potențială a unui electron dintr-un ion, produsă de cîmpul ionilor din rețea care-l înconjoară, poate fi exprimată sub forma unei serii de puteri ale coordonatelor care dau distanța de la centrul ionului. Dacă ținem seama de primii termeni care nu dispar din această serie, vom avea

$$V = A \sum_q x_q^2 + B \sum_q y_q^2 + C \sum_q z_q^2, \qquad (9.49)$$

unde însumarea se efectuează pe toți electronii ionului dat. Din considerații de simetrie, termenii liniari și termenul cu produsele $x_q y_q$ etc. din (9.49) dispar. Termenii de ordin superior vor fi, de obicei, mai mici decît (9.49), deoarece distanța interatomică intră în coeficienții din (9.49) la puteri negative crescătoare. Deși, în cazul general, nu trebuie neglijat efectul termenilor de ordin superior, pentru considerații calitative (v. [47]) ne putem limita la expresia (9.49). Dacă $A = B = C$, cîmpul cristalului prezintă simetrie centrală, și ionii solidului sînt tot atît de liberi din punct de vedere magnetic ca într-un gaz (v. secțiunea A). Dacă $A = B \neq C$, axa z este axa de simetrie și numai componenta după axa z a momentului orbital va fi o constantă a mișcării (pentru componentele x și y, vor fi diferite de zero numai elemen-

tele de matrice nediagonale, cu regula de selecție $\Delta M_L = \pm 1$). Dacă efectul cîmpului cristalin este mare ($|A-C|\sum_q \overline{x_q^2} \gg kT$), atunci nivelele cu diferiți L_z vor fi separate mult; dacă starea cea mai joasă corespunde, în acest caz, la $L_z = L$ cu $M_L = \pm L$, atunci, în conformitate cu (9.20), susceptibilitatea va fi determinată numai de partea de joasă frecvență. În felul acesta, în cazul $A = B \neq C$, degenerarea nu se ridică numai pentru componenta z a momentului orbital, care contribue la susceptibilitate. Dacă coeficienții A, B, C sînt toți neegali între ei, atunci nu există o axă față de care momentul orbital să se păstreze și, de aceea, degenerarea este complet ridicată. În acest caz, momentele orbitale vor participa numai la partea de înaltă frecvență (9.21) a susceptibilității și dacă distanța dintre nivelele energetice $h\nu(n, n')$ este mare în comparație cu kT (adică este mai mare decît $10^{+3}\,s^{-1}$ la temperaturi obișnuite), atunci momentele orbitale vor fi, practic, complet „înghețate". Atunci cînd condiția $h\nu(n, n') \gg kT$ nu mai este satisfăcută, orbitele încep să se „dezghețe" treptat și participă la susceptibilitatea paramagnetică. Condițiile necesare pentru ca fenomenul de înghețare a momentelor orbitale să aibă loc, chiar și numai aproximativ, pot fi obținute ușor în cazul limită $h\nu(JJ') \ll kT$ (v. secțiunea A, pct a.) Să notăm cu $h\nu_{\text{crist}}$ scindarea nivelelor energetice, produsă de cîmpul cristalin asimetric; atunci efectul de înghețare a momentului orbital se va produce dacă

$$h\nu_{\text{crist}} \gg kT,$$

și, prin urmare, în locul lui (9.28), vom avea, pentru numărul efectiv de magnetoni corespunzători spinilor liberi,

$$p_p = \sqrt{4S(S+1)} \text{ pentru } |h\nu(JJ')|^2 \gg kTh\nu_{\text{crist}}, \qquad (9.50)$$

ceea ce a fost remarcat în formula (9.36).

Atunci cînd condiția $h\nu(JJ') \ll kT$ nu mai este satisfăcută, adică atunci cînd termenii structurii de multipleți sînt destul de distanțați [$kT = 205\ cm^{-1}$, la $T = 293°\,K$, iar $h\nu(JJ')$ poate atinge, într-o serie de cazuri, valori de $\sim 2000\ cm^{-1}$], trebuie să ne folosim de formula mai generală (9·31) și considerarea efectului de înghețare a orbitei devine mai dificilă.

Trebuie observat că simetria cîmpului cristalin în jurul fiecărui ion dat poate să nu coincidă cu simetria cristalului întreg. În cazul alaunilor, la care ionul paramagnetic este înconjurat de șase molecule de apă, cristalul ca întreg prezintă o simetrie cubică, iar situația relativă a ionilor parmagnetici prezintă o simetrie trigonală. În soluțiile lichide, coeficienții A, B, C din

(9.49) pot fi consideraţi diferiţi, datorită modului haotic de aşezare a atomilor. În cazul asocierii de molecule polare ale solventului cu ionul paramagnetic, poate să apară un cîmp electric asimetric local, care să ridice degenerarea.

În cazul ionilor pămînturilor rare, la care pătura $4f$, activă din punct de vedere magnetic, a învelişului este situată profund, efectul cîmpului cristalin este relativ mic, în schimb, în ionii metalelor de tranziţie din grupa fierului, electronii $3d$ sînt situaţi mult mai în interior decît electronii $4f$ ai ionilor pămînturilor rare şi, de aceea, efectul cîmpului cristalin apare mai pronunţat (v. secţiunea A, pct **b**, **3**).

Bethe [95] a studiat mai amănunţit chestiunea modului în care depinde efectul de ridicare a degenerării orbitale de simetria cîmpului cristalin. Astfel, dacă cîmpul prezintă o simetrie cubică, nivelul d se scindează nu în cinci nivele, ci numai în două. Unul dintre ele este dublu degenerat, iar celălalt triplu degenerat. Într-un astfel de cîmp, nivelul f se scindează nu în şapte nivele, ci într-un nivel nedegenerat şi în două nivele triplu degenerate. Kramers [96] a demonstrat o teoremă fundamentală care afirmă că degenerarea este ridicată complet, numai în cazul cînd există un număr par de electroni în ion. Dacă numărul de electroni din ion este impar, atunci rămîne cel puţin o degenerare dublă, care poate fi ridicată numai în urma unei interacţiuni magnetice. Penney şi Schlapp [81] au găsit că, pentru ionii pămînturilor rare praseodim şi neodim, ca şi pentru ionii de nichel, cobalt şi crom, se obţine o foarte bună concordanţă a teoriei cu experienţa, dacă presupunem că cîmpul cristalin prezintă o simetrie rombică:

$$V = Ax^2 + By^2 - (A + B)\,z^2 + D\,(x^4 + y^4 + z^4).$$

În legătură cu problema cristalelor paramagnetice, trebuie luată în considerare, într-o serie de cazuri, şi interacţiunea magnetică dintre ioni. Luarea în considerare a acestei interacţiuni poate fi făcută, în primă aproximaţie, pe cale pur macroscopică. Aceasta se poate efectua, înainte de toate, prin introducerea cîmpului demagnetizant, care ţine seama de efectul suprafeţelor probei, pe care se află sarcini magnetice (Div $\vec{I} \neq 0$). Corecţia următoare a fost dată de Lorentz [97], prin introducerea aşa-numitului cîmp magnetic (sau electric) „activ“ $\vec{H}_g$:

$$\vec{H}_g = \vec{H} + \frac{4\pi}{3}\vec{I},$$

unde $\vec{H}$ este cîmpul exterior, cu luarea în considerare a efectului de demagnetizare a suprafeței. Corecția lui Lorentz $\frac{4\pi}{3}\vec{I}$ este o aproximație justificată, dacă momentele magnetice elementare sînt dispuse izotrop în jurul fiecărui magnet elementar dat sau dacă sînt situate în nodurile unei rețele de simetrie cubică și, de asemenea, dacă orientarea relativă a momentelor magnetice elementare este aceeași din punct de vedere statistic în tot volumu probei (neglijarea ordinei locale). O definiție mai precisă a corecției datorită cîmpului efectiv a fost dată de Onsager [98], pe cale pur macroscopică, și de Van Vlek [99], care a dezvoltat teoria cuantică a interacțiunii magnetice în cristal. Pentru amănunte, trimitem pe cititor la lucrările originale precum și la monografia lui Seitz [56].

Raportul giromagnetic $\bar{g}$ pentru substanțele paramagnetice a fost studiat experimental de către Sucksmith [100] pentru o serie de substanțe (sărurile metalelor grupei fierului și ale grupei pămînturilor rare). În tabela X, sînt prezentate datele obținute în aceste măsurători, precum și valorile teoretice.

Tabela X

Raportul giromagnetic pentru sărurile paramagnetice ale metalelor din grupa fierului și din grupa pămînturilor rare

Ionul	Substanța	$\bar{g}_{exp.}$	$\bar{g}_{teoretic}$	$p_p\,(\bar{g})_{calculat}$
Cr^{+++}	$CrCl_3$	1,95	0,40—1,38	$3,9 \pm 0,2$
Mn^{++}	$MnCO_3, MnSO_4$	1,98	2,00	$5,9 \pm 0,2$
Fe^{++}	$FeSO_4$	1,89	1,50—1,67	$5,0 \pm 0,2$
Co^{++}	$CoSO_4$ / $CoCl_2$	1,54	1,33—1,39	$4,6 \pm 0,3$
Nd^{+++}	Nd_2O_3	0,78	0,73—0,76	
Eu^{+++}	Eu_2O_3	>4,5	6,56	
Gd^{+++}	Gd_2O_3	2,12	2,00	
Dy^{+++}	Dy_2O_3	1,36	1,33	

Pentru determinarea raportului giromagnetic $\bar{g}$ în cazul ionilor pămînturilor rare, ne putem folosi de formula (9.31). Trebuie însă remarcat că momentul cinetic mediu se calculează cu aju-

torul unei formule analoge fără factorul μ_B^2 și, de asemenea, fără termenul de înaltă frecvență α_J, care trebuie omis, deoarece componenta perpendiculară pe cîmp a momentului nu este luată în considerare. Prin urmare, vom avea pentru $\bar{g}$ (la $H = 1$)

$$\bar{g} = \frac{\sum_J \{ g_J^2 J(J+1) + 3kT\alpha_J \mu_B^{-2} \} (2J+1)\, e^{-\frac{E_J^{(0)}}{kT}}}{\sum g_J J(J+1)(2J+1)\, e^{-\frac{E_J^{(0)}}{kT}}}, \qquad (9.51)$$

unde $\bar{g}$ este egal cu g_J, dacă considerăm o singură stare J și admitem că $\alpha_J = 0$. Valorile lui $\bar{g}$, calculate din formula (9.51), sînt date în penultima coloană din tabela X.

În cazul multipleților „largi“ $h\nu(JJ') \gg kT$, valorile teoretice ale lui $\bar{g}$ corespund, pur și simplu, factorului Landé pentru starea cea mai joasă din punct de vedere energetic [v. (9.6)]. Pentru multipleți „înguști“, adică atunci cînd $h\nu(JJ') \ll kT$, avem, în virtutea lui (9·27),

$$\bar{g} = \frac{4S(S+1) + L(L+1)}{2S(S+1) + L(L+1)}. \qquad (9.52)$$

În cazul cînd momentul orbital ar dispare, datorită efectului de „înghețare“ (v. mai sus), am avea, în locul relației (9.52),

$$\bar{g} = 2. \qquad (9.53)$$

Pentru ionul de magan Mn^{++}, care se găsește în starea s ($L = 0$), experiența dă $\bar{g} = 1{,}98$, ceea ce este foarte apropiat de valoarea teoretică (9.53) pentru spinul liber. În cazul ionului de crom Cr^{+++}, valoarea experimentală este, și ea, apropiată de (9·53). La ionii de fier și de cobalt, momentele orbitale sînt, probabil, înghețate numai parțial. Stoner [101] a introdus, în (9.52), factorul Φ de libertate efectivă a momentului orbital, adică

$$\bar{g} = \frac{4S(S+1) + \Phi L(L+1)}{2S(S+1) + \Phi L(L+1)}$$

și, în conformitate cu (9.28),

$$p_p^2 = 4S(S+1) + \Phi L(L+1).$$

Din aceste expresii, se poate determina numărul efectiv de magnetoni, p_p, din valoarea experimentală a raportului giromagnetic $\bar{g}$, și anume

$$p_p = \sqrt{[2S(S+1) + \Phi\, L(L+1)]\,\bar{g}}. \qquad (9.54)$$

Valorile lui p_p, calculate din (9.54), pentru valorile experimentale ale lui $\bar{g}$, sînt date în ultima coloană din tabela X și ele sînt într-o concordanță satisfăcătoare cu datele experimentale (v. tabela VIII).

Atragem atenția cititorului asupra lucrării lui Gorter și Kahn [103], în care se analizează mai riguros problema efectului giromagnetic în substanțele paramagnetice, din punctul de vedere al mecanicii cuantice.

D. PARAMAGNETISMUL METALELOR

Deosebirea caracteristică dintre metale și celelalte corpuri solide este existența la metale a electronilor de conductibilitate ale căror proprietăți determină, în fond, toată starea metalică a substanței. În § 7, am examinat problema diamagnetismului metalelor. Din tabela VII, se vede că elementele metalice diamagnetice aparțin seriilor care urmează după triadele grupei a VIII-a din tabloul lui Mendeleev. Dimpotrivă, toate metalele din seriile scurte, care preced triadele și intră în acestea, sînt corpuri paramagnetice. Valorile susceptibilităților acestor metale paramagnetice sînt date în tabela XI [51].

După cum rezultă din tabela XI, un mare număr de metale paramagnetice prezintă următoarea particularitate caracteristică: practic, susceptibilitatea lor nu depinde de temperatură (de exemplu, la metale alcaline). Acest fapt l-a determinat, încă în anul 1923, pe I. G. Dorfman (v. [52]), să prevadă absolut corect că, la aceste metale paramagnetice cu $d\varkappa/dT \sim 0$, rolul fundamental în magnetism îl joacă electronii de conductibilitate. Explicația teoretică cantitativă a acestui fapt experimental important a devenit, însă, posibilă numai după apariția mecanicii cuantice. Dacă electronii de conductibilitate din metal s-ar supune legilor mecanicii clasice, proprietățile paramagnetice ale metalelor ar fi fost, în linii mari, analoge proprietăților gazelor, adică susceptibilitatea ar fi trebuit să depindă pronunțat de temperatură, fapt care nu se observă în realitate (dacă excludem metalele grupei pămînturilor rare și metalele triadelor fierului, platinei și paladiului). În cadrul

Scanned with OKEN Scanner

Tabela XI

Susceptibilitatea atomică a metalelor paramagnetice la temperatura camerei

Metalul	$\varkappa_A \cdot 10^6$	Variaţia cu temperatura
Litiu	25,2	practic nu există
Sodiu	15,6	
Potasiu	21,5	
Rubidiu	19,2	
Cesiu	29,9	
Magneziu	6	micã
Calciu	44	
Stronţiu	92	
Bariu	20	
Aluminiu	16,7	nu se cunoaşte precis
Scandiu	315	
Itriu	191	
Lantan	140	
Ceriu	2 300	legea Curie-Weiss
Praseodim	3 520—5150	
Neodim	5 600	
Samariu	1 820	
Europiu	30 400	
Gadoliniu	75 500	
Terbiu	115 000	
Disproziu	102 000	
Holmiu	68 200	
Erbiu	44 500	
Tuliu	25 600	
Iterbiu	250	
Titan	150	anomală
Zirconiu	120	
Toriu	130	
Cositor (alb)	4,4	
Vanadiu	230	micã
Tantal	145	
Crom	160	micã
Molibden	54	nu este cunoscută
Wolfram	40	
Uraniu	620	anomală
Mangan	527	micã
Reniu	68,7	

Tabela XI (continuare)

Metalul	$\varkappa_A \cdot 10^6$	Variația cu temperatura
Ruteniu	44	legea Curie-Weiss
Rhodiu	113	
Paladiu	580	
Osmiu	7,6	
Iridiu	25	
Platină	200	

mecanicii clasice, problema paramagnetismului independent de temperatură a rămas nerezolvată. Mai mult, acest fenomen este una dintre cele mai convingătoare dovezi de inaplicabilitate a legilor fizicii clasice la mișcarea electronilor în metale. Lucrările care au explicat independența de temperatură a proprietăților magnetice ale metalelor paramagnetice (Pauli [82], Frenkel [83], Dorfman [77]), împreună cu lucrarea lui Landau [54] asupra diamagnetismului, au pus bazele nu numai ale teoriei cuantice a proprietăților magnetice ale metalelor, ci și, în general, ale întregii teorii electronice moderne a corpului solid.

Dacă ne limităm la aproximația „gazului ideal", neglijînd energia de interacțiune electronică, atunci deosebirea principală a teoriei cuantice a metalelor față de teoria clasică constă în faptul că gazul electronic se supune statisticii cuantice antisimetrice, și nu statisticii clasice, așa cum presupunea teoria lui Langevin. Trăsătura caracteristică a statisticii cuantice antisimetrice este principiul lui Pauli, căruia trebuie să i se supună colectivul de electroni, chiar dacă neglijăm interacțiunea electrostatică și magnetică dintre electroni. Aplicat la gazul de electroni „liberi", principiul lui Pauli afirmă că, într-o celulă elementară a spațiului fazelor, nu se pot afla mai mult de doi electroni cu spini antiparaleli. La temperatura de 0°K, gazul trebuie să aibă energia minimă. Conform statisticii clasice, aceasta ar însemna că toate particulele s-au adunat în celula de energie nulă din spațiul fazelor. Pentru electroni însă, acest fapt este interzis de principiul lui Pauli. De aceea, la 0°K, electronii ocupă numai cît se poate de dens mulțimea de celule de energie cinetică minimă (pentru un electron „liber", în absența cîmpurilor exterioare, energia cinetică coincide cu energia totală). Volumul ocupat astfel în spațiul fazelor are forma unei sfere a cărei suprafață este izoenergetică și corespunde energiei $\varepsilon_{max} = \zeta$, a cărei valoare, la densități

obișnuite ale electronilor în metal, exprimată în grade, este egală cu 20 000 °K. Între ζ și numărul n de electroni din unitatea de volum există o relație simplă. Volumul sferei ocupată de n electroni în spațiul fazelor, la 0°K, este $\frac{4\pi p_{\max}^3}{3}$ ($p_{\max}$ este impulsul maxim al electronilor la 0°K). Conform relațiilor de nedeterminare din mecanica cuantică, mărimea celulei elementare din spațiul fazelor este $\sim h^3$. De aceea,

$$n = 2\,\frac{4\pi}{3h^3}\,p_{\max}^3$$

(factorul 2 ține seamă de cele două proiecții posibile ale spinului). Însă $p_{\max} = \sqrt{2m\,\zeta}$, prin urmare

$$n = \frac{8\pi}{3h^3}\,(2m)^{3/2}\zeta^{3/2}\,. \qquad (9.55)$$

Numărul de electroni care au energia cuprinsă între ε și $\varepsilon + d\varepsilon$ este

$$dn = \frac{4\pi}{3}\,(2m)^{3/2}\,\varepsilon^{1/2}\,d\varepsilon.$$

Factorul din fața lui $d\varepsilon$ determină densitatea de distribuție a electronilor după energii

$$N(\varepsilon) = \frac{4\pi}{h^3}\,(2m)^{3/2}\,\varepsilon^{1/2}\,. \qquad (9.56)$$

În absența unui cîmp magnetic exterior H, momentul magnetic total al gazului de electroni, la 0°K, este egal cu zero. Dacă se stabilește un cîmp exterior H atunci, pentru ca cel puțin un electron să-și schimbe proiecția spinului, din poziția antiparalelă față de cîmpul H, în poziția paralelă (în lungul cîmpului), acesta din urmă trebuie să efectueze un lucru, care se consumă pentru „extragerea“ electronului dincolo de frontiera sferei de energie maximă, în celulele libere din spațiul fazelor. Înainte de stabilirea cîmpului magnetic, densitățile de distribuție $N_+(\varepsilon)$ și $N_-(\varepsilon)$ ale spinilor paraleli și antiparaleli cu cîmpul au forma unei parabole (fig. 42) [potrivit formulei (9.56)]. După stabilirea cîmpului, „banda“ energetică a electronilor cu spinii paraleli se deplasează în lungul axei ε în jos cu mărimea $-\mu_B H$, iar „banda“ electronilor cu spinii antiparaleli se deplasează în sus cu mărimea $+\mu_B H$[1]).

[1]) Mai departe vom numi pe scurt electronii cu spinii paraleli *spini paraleli*, iar pe cei cu spinii orientați în sens contrar, *spini antiparaleli*.

În modul acesta, ambele benzi se deplasează una față de cealaltă, cu $2\mu_B H$ (v. fig. 42). Această deplasare perturbă echivalența energetică a celor două orientări ale spinilor. Popularea identică a benzilor energetice nu corespunde acum minimului energiei sistemului. Condiția de echilibru termodinamic va obliga o parte din electroni să treacă din banda cu spini antiparaleli față de cîmp în banda cu spini paraleli. Minimului energiei în noua stare îi va

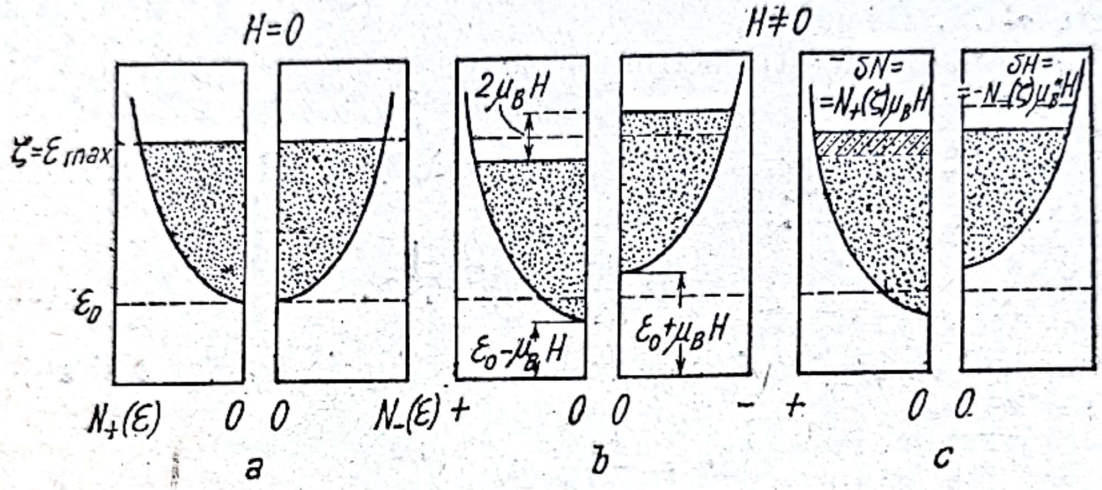


Fig. 42. Paramagnetismul electronilor „liberi".

corespunde starea magnetizată. Dacă neglijăm variația funcției $N(\varepsilon)$ în intervalul $\mu_B H$ (ceea ce este justificat chiar pentru cîmpuri magnetice de $\sim 10^4$ oersted, deoarece energia $\mu_B H$ va fi, în acest caz, de 10^5 ori mai mică decît ζ din metal), magnetizarea produsă de cîmpul H va fi

$$I = [N_+(\zeta) - N_-(\zeta)]\,\mu_B H \cdot \mu_B \approx N(\zeta)\,\mu_B^2 H.$$

Folosind (9.56) și (9.55), obținem pentru susceptibilitatea paramagnetică a gazului electronic „liber"

$$\varkappa_{p\,(\mathrm{el})} = \frac{12\,m\,\mu_B^2}{h^2}\,n^{1/3}\left(\frac{\pi}{3}\right)^{2/3}. \qquad (9.57)$$

În virtutea faptului că temperatura de degenerare a gazului electronic

$$\Theta = \frac{\zeta}{k} \qquad (9.58)$$

este mare ($\Theta \gg T$, unde T este temperatura obișnuită a limitei superioare de existență a metalelor solide), agitația termică influențează puțin distribuția electronilor în spațiul fazelor. De

aceea, susceptibilitatea paramagnetică a gazului electronic (9.57) trebuie să depindă foarte puțin de temperatură, fapt confirmat experimental. Acest rezultat poate fi obținut din următoarele considerații simple. La temperaturi mici în comparație cu temperatura de degenerare, numărul electronilor „atinși" de agitația termică și trecuți în celulele libere superioare ale spațiului fazelor constituie numai o fracțiune mică din numărul total, proporțională cu raportul T/Θ. În consecință, densitatea acestor electroni este $n' = n\frac{T}{\Theta}$. Acești electroni se comportă la fel ca și un gaz clasic. De aceea, în conformitate cu (9.3), în prezența unui cîmp magnetic exterior, susceptibilitatea magnetică specifică pentru un electron este $\frac{\mu_B^2}{3kT}$, iar susceptibilitatea totală a unității de volum a metalului nu va depinde de temperatură[1]) și va fi dată de relația

$$\varkappa_{p\,(\mathrm{el})} = n'\frac{\mu_B^2}{3kT} = \frac{n\mu_B^2}{3k\Theta}, \qquad (9.59)$$

ceea ce coincide, pînă la un factor numeric de ordinul unității, cu (9.57), în virtutea relațiilor (9.58) și (9.55).

Din (9.57) și (9.59), se vede că susceptibilitatea paramagnetică a gazului electronic este exact de trei ori mai mare decît susceptibilitatea lui diamagnetică, obținută de Landau. De aceea, aceasta din urmă nu poate fi observată direct. Experiența dă întotdeauna diferența acestor susceptibilități, egală cu $^2/_3$ din (9.57). Luarea în considerare a interacțiunii electronilor de valență cu cîmpul potențial al rețelei, cu condiția $T \ll \Theta$, nu modifică, practic, forma relației (9.57). La temperaturi foarte mari ($T \gg \Theta$), gazul electronilor liberi trebuie să se comporte exact ca un gaz clasic de ace magnetice. Deoarece, însă, temperatura de degenerare Θ este mult mai mare decît temperatura de topire și chiar decît temperatura de evaporare a metalelor, este practic imposibil să observăm această comportare „clasică" a electronilor din metal.

Într-un calcul mai riguros al susceptibilității paramagnetice a metalului, trebuie să se țină seamă de următoarele interacțiuni: 1) interacțiunea electrostatică (de schimb și coulombiană) a electronilor de valență; 2) interacțiunea lor magnetică ; 3) diamagne-

[1]) Desigur, printr-un calcul mai riguros, obținem o slabă dependență de temperatură $\sim \left(\frac{T}{\Theta}\right)^2$.

tismul electronilor după Landau; 4) diamagnetismul carcaselor ionice. Pentru o serie de metale, valorile teoretice ale susceptibilității concordă destul de bine cu datele experimentale. De exemplu, în cazul sodiului, pentru paramagnetismul de spin, teoria [84] ne dă $1{,}11 \cdot 10^{-6}$, pentru diamagnetismul Landu $-0{,}23 \cdot 10^{-6}$, pentru diamagnetismul carcaselor ionice $-0{,}18 \cdot 10^{-6}$. Prin urmare, susceptibilitatea totală este egală cu $0{,}70 \cdot 10^{-6}$, în timp ce experiența [185] ne dă valoarea $0{,}63 \cdot 10^{-6}$.

Calculul cel mai general și riguros al proprietăților magnetice ale gazului electronic „liber" a fost efectuat recent de Rumer [63]. El pleacă de la formula termodinamică generală (5.17). Notînd cu $N = nV$ numărul total de electroni liberi și introducînd potențialul termodinamic specific ζ (sau potențialul chimic) potrivit formulei $\Phi = N\zeta$, transcriem (5.17) sub forma

$$V\delta p = N\delta\zeta + S\delta T + VI\delta H. \tag{9.60}$$

În consecință,

$$\varkappa = \frac{1}{H}\left(\frac{\partial p}{\partial H}\right)_{\zeta, T}. \tag{9.61}$$

Dependența presiunii de ζ, T și H se găsește din cunoscuta ecuație de stare a gazului electronic [102]:

$$pV = kT \sum_{n_\nu} \ln\left[1 - \exp\frac{\zeta - \varepsilon_{n_\nu}(H)}{kT}\right]. \tag{9.62}$$

Pentru calcule, se folosește o metodă matematică specială: membrul doi al formulei (9.62) se transformă [63] într-o integrală de contur în planul variabilei complexe $\lambda = \sigma + i\tau$, și obținem

$$pV = \frac{1}{2\pi i}\int_{\sigma - i\infty}^{\sigma + i\infty} \frac{\pi\lambda kT}{\sin(\pi\lambda kT)}\,\frac{e^{\lambda\zeta}}{\lambda^2}\,Z(\lambda, H)\,d\lambda \tag{9.63}$$

$$(0 < \sigma < 1/kT),$$

unde

$$Z(\lambda, H) = \sum_{n_\nu} e^{-\lambda\varepsilon_{n_\nu}(H)}. \tag{9.64}$$

În conformitate cu (7.23), energia electronului este

$$\varepsilon_{n_\nu}(H) = \frac{p_z^2}{2m} + 2\mu_B H\left(n_\nu + \frac{1}{2}\right) \pm \mu_B H. \qquad (9.65)$$

Aici s-a mai ținut seama de faptul că electronul are spin; cele două semne corespund celor două proiecții posibile ale spinului pe axa z, în lungul căreia este îndreptat cîmpul $\vec{H}$. Substituind (9.65) în (9.64) și folosind observațiile din § 7, secțiunea B, găsim, în locul relației (7.25), formula mai generală:

$$Z(\lambda, H) = \frac{VeH}{h^2 c}\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{\lambda p_z^2}{2m}}\, dp_z \left(e^{\lambda\mu_B H} + e^{-\lambda\mu_B H}\right) \times$$

$$\times \sum_{n_\nu=0}^{\infty} e^{-\lambda\mu_B H(2n_\nu+1)} = \frac{V}{4}\left(\frac{2m}{\pi\hbar^2\lambda}\right)^{3/2} \mu_B H\lambda \operatorname{cth}(\mu_B H\lambda). \qquad (9.66)$$

În formula (9.66), sînt luate în considerare, în același timp, și proprietățile diamagnetice și proprietățile paramagnetice ale gazului electronic.

Substituirea lui (9.66) în (9.63) și apoi în (9.61) ne permite să calculăm susceptibilitatea magnetică a gazului electronic fără separarea ei în partea diamagnetică și partea paramagnetică, așa cum am făcut în § 7, secțiunea B, și anterior în acest paragraf. Pentru amănunte de calcul, îl trimitem pe cititor la lucrarea originală a lui Rumer [63].

Trebuie observat că, în virtutea valorii mici a susceptibilității multor metale paramagnetice, existența în aceste metale a unei cantități chiar infime de impurități feromagnetice poate schimba complet aspectul real al proprietăților lor magnetice. Unul dintre procedeele de excludere a influenței impurităților feromagnetice este măsurarea lui $\varkappa_p$ la diferite valori ale cîmpului magnetic exterior. În particular, dacă facem măsurătorile în cîmpuri foarte puternice (cînd impuritatea feromagnetică se găsește în starea de saturație), putem folosi aproximativ formula $\varkappa = \varkappa_\infty + \frac{a}{H}$, unde $\varkappa$ este susceptibilitatea măsurată, a o constantă dependentă de saturația magnetică a atomului, iar $\varkappa_\infty$ susceptibilitatea metalului paramagnetic pur. Impuritățile feromagnetice se pot găsi, însă, în grosimea metalului paramagnetic, nu sub formă de particule izolate, ci pot intra în interac-

țiune puternică cu straturile înconjurătoare ale cristalului fundamental. Această interacțiune poate depinde puternic de tratamentul termic și mecanic al metalului. Acest din urmă fapt ne dă posibilitatea să folosim această comportare a impurităților la studiul structurii metalului paramagnetic (mai amănunțit v. [51, 53, 79]), precum și la studiul proprietăților magnetice ale incluziunilor feromagnetice mici (v. §§ 13—14).

După cum am subliniat de repetate ori, susceptibilitatea paramagnetică a metalelor alcaline nu depinde practic de temperatură. Acest lucru este determinat de faptul că paramagnetismul lor este creat de electronii de valență care au un paramagnetism Dorfman-Pauli independent de temperatură (v. mai sus).

Aliajele metalelor alcaline, în cazul ordonării, ne dau un minim al susceptibilității (de exemplu, Na_2K la — 183°C [85]). Uneori, susceptibilitatea variază liniar cu concentrația aliajului; există însă cazuri (de exemplu, aliajele Na—Cs sau K—Cs) care prezintă o abatere pronunțată de la liniaritate (fig. 43).

Metalele paramagnetice alcalino-pămîntoase (magneziul, calciul, stronțiul, bariul) sînt relativ puțin studiate, în special sub formă pură, și, de aceea, nu există suficiente date amănunțite cu privire la variația cu temperatura a proprietăților lor magnetice. Există numai informații răzlețe ([v. 51]), de pildă că susceptibilitatea bariului, la 20°C, este $\varkappa_{A_{20^\circ}} = 0{,}147 \cdot 10^{-6}$, iar la 400°C, ea crește pînă la valoarea $\varkappa_{A_{400^\circ}} = 0{,}415 \cdot 10^{-6}$ și la 350°C, prezintă un mic salt; susceptibilitatea stronțiului, la 0°C, este egală cu $1{,}02 \cdot 10^{-6}$, la 65°C, ea este ceva mai mare, $1{,}09 \cdot 10^{-6}$, iar apoi începe să scadă și, la 260°C, ea este egală cu $0{,}73 \cdot 10^{-6}$.

Proprietățile magnetice ale metalelor paramagnetice din al treilea grup al tabelului lui Mendeleev: aluminiul, scandiul, itriul și lantanul sînt, de asemenea, foarte puțin studiate.

Proprietățile magnetice ale metalelor din familia pămînturilor rare au fost descrise mai sus.

O foarte curioasă variație cu temperatura, care nu și-a găsit încă o explicație teoretică, se observă la susceptibilitățile titanului și zirconiului (fig. 44).

Proprietățile magnetice ale vanadiului, cromului, manganului, uraniului, reniului și ale metalelor platinice sub formă pură sînt studiate foarte nesistematic. De asemenea, sînt studiate foarte puțin proprietățile magnetice ale aliajelor paramagnetice. Totodată, studiul proprietăților magnetice ale metalelor paramagnetice și ale aliajelor lor are un interes practic incontestabil, conți-

nînd posibilităţi mari de determinare a schimbărilor structurale fine în metalul pur şi în aliaje (în special, în procesul de descompunere, ordonare etc.), care sînt inaccesibile metodelor de studiu metalografice şi roentgenografice obişnuite. Deocamdată, însă, trebuie să constatăm că această metodă de analiză paramagnetică nu a fost încă dezvoltată în modul cuvenit.

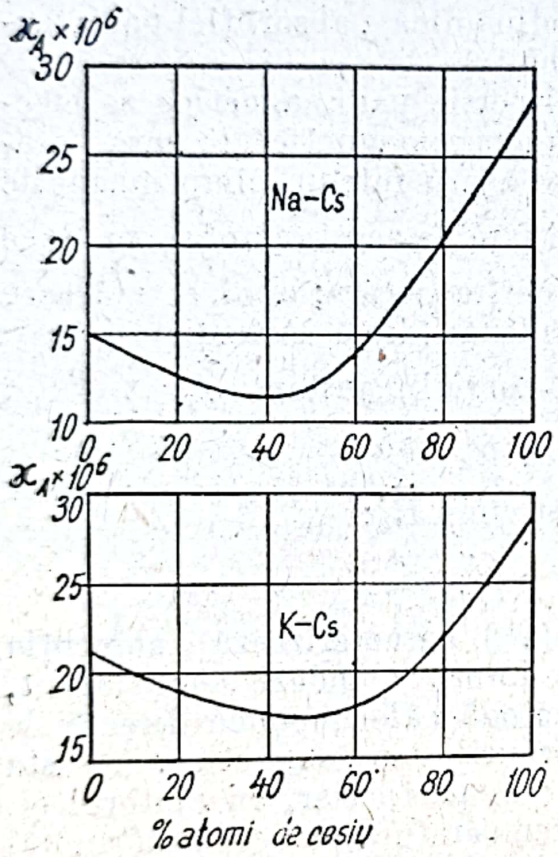


Fig. 43. Abaterea de la liniaritate pentru susceptibilitatea paramagnetică a aliajelor sodiului şi potasiului cu cesiul.

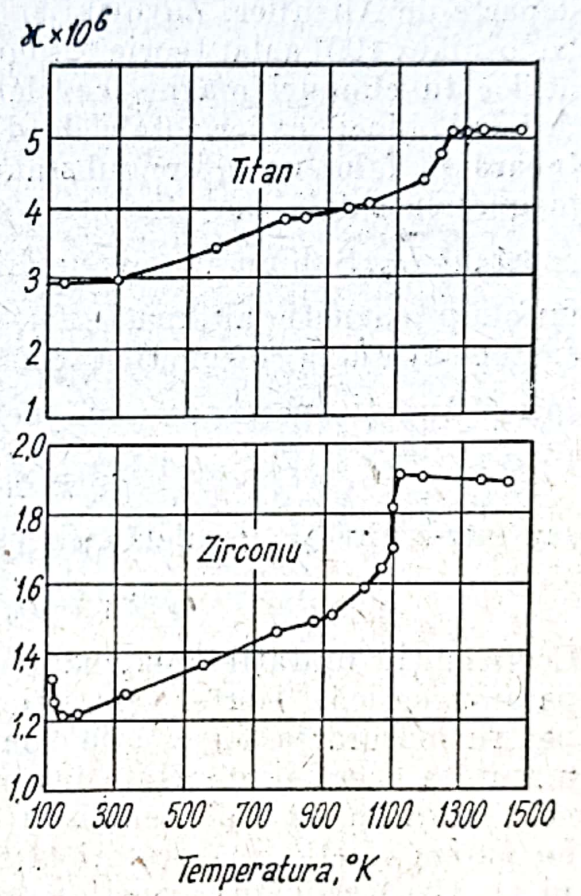


Fig. 44. Variaţia susceptibilităţii paramagnetice a titanului şi zirconiului, în funcţie de temperatură.

E. DISPERSIA ŞI ABSORBŢIA ÎN CORPURILE PARAMAGNETICE

Dacă introducem un cop paramagnetic într-un cîmp magnetic alternativ, se observă fenomenul de dispersie a permeabilităţii magnetice şi fenomenul de absorbţie a energiei, analoge fenomenelor din dielectricii situaţi într-un cîmp electric alternativ. Studiul acestor efecte a fost început în anul 1936, de Gorter [86], apoi au fost efectuate studii experimentale amănunţite de

către Zavoiski [87] și colaboratorii săi. Trebuie, de asemenea, menționat că problema dispersiei și a absorpției în corpurile magnetice, sub forma ei generală, a fost dezvoltată de Arkadiev, încă înainte (v. [408]). Prima interpretare teoretică a experiențelor lui Zavoiski cu privire la dipersia și absorbția paramagnetică a fost propusă de I. I. Frenkel [88]. Ea a fost dezvoltată mai departe de Altșuller, Zavoiski și Kozîrev [89]. Afară de aceasta, Șapoșnikov [90] a dat teoria termodinamică a absorbției paramagnetice în cîmpuri magnetice slabe.

De obicei, experiențele de dispersie paramagnetică se efectuează în felul următor: substanța paramagnetică (o sare paramagnetică solidă sau o soluție) se așază într-un cîmp magnetic constant $\vec{H}_0$. Sub un anumit unghi față de acest cîmp, se produce un cîmp magnetic alternativ $\vec{H}_1$, de frevență ν; apoi se măsoară susceptibilitatea magnetică complexă (după Arkadiev [408]), într-o direcție perpendiculară pe cîmpul constant $\vec{H}_0$

$$\varkappa_\perp = \varkappa'_\perp + i\varkappa''_\perp$$

sau într-o direcție paralelă cu acest cîmp $\vec{H}_0$:

$$\varkappa_\parallel = \varkappa'_\parallel + i\varkappa''_\parallel.$$

Coeficienții unității imaginare ($\varkappa''$) caracterizează absorbția paramagnetică. Gorter și alți autori olandezi s-au folosit, pentru măsurarea lui $\varkappa''$, de o metodă calorimetrică directă de măsură a energiei absorbite în corpurile paramagnetice. Această metodă are o serie de neajunsuri; în particular, cu ajutorul ei, nu putem efectua măsurători la temperatura camerei, nu numai în soluții, dar nici în corpurile solide, din cauza pierderilor ohmice și dielectrice foarte mari care maschează practic complet efectul mic al absorbției paramagnetice. Metoda lui Gorter nu poate fi aplicată nici în domeniul frecvențelor mai mari de 10^8 Hz. Meritul lui Zavoiski stă în faptul că el a elaborat metode radiotehnice indirecte de măsurare a energiei absorbite în corpurile paramagnetice. În această metodă, se folosește relația liniară, descoperită experimental, dintre curentul de grilă sau de placă al unui oscilator electronic și sarcina wattată a acestuia din urmă, cu condiția ca valoarea acestei sarcini să fie egală cu o fracțiune foarte mică din puterea oscilatorului. Metoda sensibilă și simplă a lui Zavoiski a dat posibilitatea de a extinde măsurătorile pînă la frecvențe de $\sim 3 \cdot 10^9$ Hz și de a le efectua la temperatura camerei,

chiar și în soluții lichide. Toate acestea au permis lui Zavoiski să descopere natura de rezonanță a absorbției paramagnetice în prezența unui cîmp de magnetizare constant, perpendicular pe cîmpul magnetic alternativ.

Zavoiski a perfecționat, de asemenea, metodica măsurării susceptibilității dinamice $\varkappa'$ la frecvențe de $\sim 10^9$ Hz.

Zavoiski a arătat [91] că pierderile paramagnetice observate prezintă o dependență, cu caracter de rezonanță, de cîmpul constant H_0, la o frecvență dată a oscilațiilor cîmpului de radiofrecvență. Această dependență este descrisă calitativ destul de bine de formulele teoretice obținute de Frenkel [88]. Ideea teoriei pierderilor paramagnetice de relaxare, dată de Frenkel, constă în generalizarea teoriei rezonanței magnetice (Dorfman, Rabi), pentru cazul existenței „forțelor de frecare". Acestea din urmă sînt provocate de interacțiunea spinilor electronici care participă la momentul paramagnetic al substanței, cu oscilațiile termice ale rețelelor (fononii) și cu cîmpuri electrice și magnetice interioare, mai precis cu componenta lor alternativă, produsă de oscilațiile rețelei cristaline. Formulele teoretice pentru $\varkappa_\perp'$ și $\varkappa_\perp''$, în cazul cînd fiecărui atom de substanță îi revine un spin electronic, au o formă caracteristică pentru procesele de rezonanță:

$$\left.\begin{aligned} \varkappa_\perp' &= \frac{N\mu_B^2}{kT}\cdot\frac{\nu_0^2\left(\nu_H^2-\nu^2\right)}{\left(\nu_H^2-\nu^2\right)^2+4\,\nu^2\,\nu'^2}, \\ \varkappa_\perp'' &= \frac{N\mu_B^2}{kT}\cdot\frac{2\,\nu_H^2\,\nu'\nu}{\left(\nu_H^2-\nu^2\right)^2+4\,\nu^2\,\nu'^2}, \end{aligned}\right\} \qquad (9.67)$$

unde ν_H este frecvența precesiei Larmor, efectuată de spin în cîmpul constant H_0 [v. (2.23)], $\nu_H = g\mu_B H_0/h$. Mărimea ν', care figurează în formula (9.67), este definită ca inversul timpului de relaxare $\tau = \frac{1}{\nu'}$ al spinilor electronici, adică al timpului în care se stabilește distribuția lor de echilibru (în același sens sau în sens contrar cu cîmpul constant $\vec{H}_0$) cu mișcarea oscilatorie a atomilor din substanța cercetată. Din analiza datelor experimentale, Zavoiski [87] a stabilit relația empirică $\nu' = bH_0^2$, care este confirmată și de unele considerații teoretice [92]. Experiențele ulterioare ale lui Zavoiski [93] și Salihov [94] au arătat existența unor abateri ale experienței de la formulele teoretice ale lui Frenkel (9.67) și Șapoșnikov [90]. Altșuller, Zavoiski și Kozîrev

[89] au arătat că aceste neconcordanțe pot fi înlăturate pînă la un anumit punct, dacă ținem seamă de interacțiunea dintre momentele magnetice ale ionilor din corpul paramagnetic, interacțiune care influențează caracterul curbei de rezonanță. Trebuie observat că cinetica procesului de magnetizare este influențată atît de timpul de stabilire a echilibrului între sistemul de momente magnetice (sistemul de spini) și oscilațiile termice ale rețelei cristaline (relaxarea rețelei), cît și de timpul de stabilire a stării de echilibru în interiorul sistemului de spini (relaxarea de spin) [1].

§ 10. RĂCIREA MAGNETICĂ

În ultimul timp, proprietățile paramagnetice ale corpurilor au devenit un factor esențial în problema fizică importantă a obținerii temperaturilor ultrajoase ($< 1°K$). Importanța metodei magnetice de răcire este determinată de faptul că metodele de răcire bazate pe procesul de lichefiere a gazelor, adică metodele care folosesc variația entropiei în procesul de formare a vaporilor, devin din ce în ce mai puțin eficace, atunci cînd presiunea gazului devine foarte mică, astfel încît, din punct de vedere tehnic, este imposibil să obținem o variație sensibilă a entropiei într-un timp finit. Temperatura cea mai joasă obținută prin această metodă, cu ajutorul heliului lichid, este de 0,71 °K.

La baza metodei magnetice de răcire, stă fenomenul fizic care se numește efect magneto-caloric. Acest fenomen constă în faptul că, în procesul de magnetizare adiabatică (fără schimb de căldură cu mediul ambiant) a unui corp paramagnetic, se micșorează, în primul rînd, energia purtătorilor elementari de moment magnetic pe seama apariției unei energii potențiale negative suplimentare în cîmpul magnetic exterior $-(\mu\vec{H})$ și, în al doilea rînd, dispare degenerarea sistemului de microstări (scindarea Zeeman), adică se micșorează ponderea statistică a microstărilor [g_n în ecuația (5.21)]. Aceste cauze duc, la temperaturi joase, la o micșorare a termenului aditiv în expresia „părții magnetice“ a entropiei sistemului ($\sim R \ln g_0$), unde g_0 este ponderea statistică a stării fundamentale a sistemului. În virtutea caracterului adiabatic, adică al constanței sau al creșterii entropiei, această micșorare (a entropiei) trebuie să fie compensată pe seama altor surse

[1] Pentru amănunte, trimitem pe cititor la traducerea monografiei lui Gorter [86], unde există, de asemenea, un articol introductiv al lui S. A. Altșuller și B.M. Kozîrev, cu o bibliografie amănunțită a lucrărilor sovietice.

din interiorul sistemului. Această compensare poate fi realizată prin mărirea intensității agitației termice, adică prin încălzirea sistemului de la temperatura inițială T_0 pînă la temperatura finală T. Entropia crește, atunci, cu mărimea $\int_{T_0}^{T} \frac{C}{T}\, dT$, unde C este căldura specifică a substanței. Dimpotrivă, în cazul demagnetizării adiabatice a unui corp paramagnetic, energia purtătorilor elementari de moment magnetic crește; de aceea, crește și partea magnetică a entropiei, iar intensitatea agitației termice scade, în acest caz, împreună cu entropia, ceea ce duce tocmai la micșorarea temperaturii corpului.

Trebuie observat că această interpretare intuitivă a procesului de răcire magnetică este posibilă numai în cazul cînd magneții elementari ai substanței formează un gaz perfect; în caz contrar, interacțiunea dintre momentele magnetice elementare complică întregul fenomen. În particular, de exemplu, interacțiunea nu ne dă posibilitatea să atingem riguros 0°K, folosind răcirea magnetică (teorema lui Nernst).

Expresia cantitativă a efectului magnetocaloric, adică variația dT a temperaturii, produsă de variația adiabatică dH a intensității cîmpului magnetic, poate fi obținută din ecuația fundamentală a primului și celui de al doilea principiu ale termodinamicii, ținînd seama de caracterul adiabatic al procesului ($dS=0$). Introducînd potențialul termodinamic [v. (5.13) și (5.14)]

$$U' = U - \frac{1}{8\pi} H^2, \tag{10.1}$$

obținem

$$dU' - HdI = 0. \tag{10.2}$$

Alegînd ca variabile independente temperatura și cîmpul magnetic și neglijînd fenomenul de magnetostricțiune ($\partial V/\partial H = 0$), obținem, din (10.2),

$$\left(\frac{\partial U'}{\partial T} - H\frac{\partial I}{\partial T}\right) dT + \left(\frac{\partial U'}{\partial H} - H\frac{\partial I}{\partial H}\right) dH = 0$$

și, în consecință,

$$dT = \frac{-\left(\frac{\partial U'}{\partial H} - H\frac{\partial I}{\partial H}\right)}{\frac{\partial U'}{\partial T} - H\frac{\partial I}{\partial T}}\, dH. \tag{10.3}$$

Folosind relațiile termodinamice cunoscute

$$\frac{\partial}{\partial H}\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right) = \frac{\partial}{\partial T}\left(\frac{\partial S}{\partial H}\right)$$

și definiția căldurii specifice C_H într-un cîmp constant, obținem

$$\frac{\partial U'}{\partial H} - H\frac{\partial I}{\partial H} = T\frac{\partial I}{\partial T} \quad \text{și} \quad \frac{\partial U'}{\partial T} - H\frac{\partial I}{\partial T} = C_H;$$

de aceea, vom avea, în locul lui (10.3),

$$dT = -\frac{T\left(\frac{\partial I}{\partial T}\right)_H}{C_H} dH. \tag{10.4}$$

Să evaluăm ordinul de mărime al acestui efect [111]. După cum am văzut, la temperaturi înalte ($kT \gg \mu H$), în corpurile paramagnetice este aproximativ valabilă legea lui Curie (6.1); de aceea, $\frac{\partial I}{\partial T} = -\frac{CH}{T^2}$ și (10.4) devine

$$TdT = \frac{CH}{C_H} dH. \tag{10.5}$$

Integrînd (10.5) în limitele de la T_1 pînă la T_2 și de la $H = 0$ la $H = H_1$, obținem (presupunînd că $\Delta T = T_2 - T_1 \ll T_1 + T_2 = 2T$):

$$\Delta T = \frac{CH^2}{2C_H T}. \tag{10.6}$$

De exemplu, în cazul oxigenului, $C_H = 0{,}156 \cdot 4{,}18 \cdot 10^7$ erg/grd·g, $C = 0{,}0316$, $T = 293°$, avem

$$\Delta T = 0{,}83 \cdot 10^{-11} H_1^2.$$

Chiar la $H_1 = 30\,000$ oersted, avem $\Delta T \sim 0{,}007°$, adică efectul este evident infim. La temperaturi foarte joase însă, căldura specifică a corpului scade brusc; putem presupune că, la $T \sim 1°K$, practic, joacă rol numai partea electronică a căldurii specifice, care este aproape de 100 ori mai mică decît căldura specifică a cristalului la temperaturile obișnuite. Atunci (10.6) ne dă

$$\text{pentru } T \sim 1°\text{K}, \quad \Delta T = 2{,}43 \cdot 10^{-9} H_1^2$$

și

$$\text{pentru } H_1 = 300\,000 \text{ oersted}, \quad \Delta T \sim 2{,}05°.$$

Acest rezultat este, evident, greșit din punct de vedere cantitativ; totuși el arată că, la temperaturi foarte joase, efectul magneto-

caloric poate avea o importanță relativ mult mai mare decît la temperatura camerei. Eroarea cantitativă admisă în calculul de mai sus constă în faptul că am presupus, fără vreo justificare, valabilitatea legii lui Curie pentru temperaturile cele mai joase. După cum am arătat mai sus, la temperaturi foarte joase, magnetizarea corpurilor paramagnetice nu se mai supune legii simple (6.1), care, în cazul de față, trebuie înlocuită în mod aproximativ (v. § 9, secțiunea A) cu legea Curie-Weiss (9.38):

$$\varkappa = \frac{C}{T + \Delta}.$$

Atunci, în locul relației (10 . 6), obținem

$$\Delta T = \frac{CH^2}{2C_H(T + \Delta)}. \tag{10.7}$$

Din formula (10.7), se vede că, chiar la T exact egal cu 0, avem $\Delta T \neq 0$, din cauza constantei Δ, care este diferită de zero. Aceasta înseamnă că, datorită existenței unei interacțiuni între purtătorii elementari de moment magnetic din corpul paramagnetic, interacțiune care determină apariția constantei Δ, zero absolut nu este riguros accesibil. Totodată, din (10.7), rezultă că, pentru răcirea magnetică, cele mai convenabile sînt substanțele la care constanta Δ are o valoare minimă.

Primele experiențe de răcire magnetică au fost efectuate de către Giauque [104] care, folosind ca material de lucru sulfatul de gadoliniu, a obținut o temperatură apreciabil mai mică decît 1° K. W. J. de Haas și Wiersma [105] au obținut o temperatură mai joasă, —0,13°K, demagnetizînd același preparat de la un cîmp de 27 600 oersted, la o temperatură inițială de 1,35°K, pînă la un cîmp de 850 oersted.

Un succes și mai mare s-a obținut atunci cînd, în locul substanței amintite, s-au folosit săruri de tipul alaunilor, în care intră ionii elementelor de tranziție din grupa fierului. Rezultatul cel mai bun a fost obținut [106] cu ajutorul sulfatului de crom și potasiu [$K_2SO_4Cr_2(SO_4)_3 \cdot 24H_2O$], dizolvat în alauni nemagnetici [$K_2SO_4Al_2(SO_4)_3 \cdot 24H_2O$], cînd s-a obținut temperatura de 0,0044°K. Volumul probei a fost de 56 cm³ și procesul de demagnetizare s-a produs de la un cîmp de 24 075 oersted, la 1,174°K, pînă la un cîmp de 1 oersted. O temperatură și mai joasă, de 0,003°K, a fost obținută în experiențe analoge, cu demagnetizarea alaunilor de crom-potasiu. În legătură cu aceasta, trebuie menționat că, în ultimul timp [107], au fost descoperite noi

date asupra caracterului proprietăților magnetice ale alaunilor de crom-potasiu [$KCr(SO_4)_2 \cdot 12H_2O$] și de fier-amoniu [$NH_4Fe(SO_4)_2 \cdot 12H_2O$]. Înainte de toate, s-a stabilit că susceptibilitatea magnetică a acestor substanțe crește o dată cu micșorarea temperaturii atingînd, la anumite temperaturi T_{max}, un maximum. Afară de aceasta, s-a găsit că, la temperaturi foarte joase, acești alauni devin feromagnetici.

Alaunii de crom-potasiu au punctul Curie egal cu $\Theta_f = 0{,}0040°K$, iar cei de fier-amoniu, 0,042°K; pentru T_{max} avem, respectiv, 0,0037°K și 0,035°K. Mai jos de temperaturile Curie, alaunii aveau și o magnetizare remanentă I_r, de ordinul cîtorva gauss $\cdot$ cm$^3 \times$ mol^{-1} și, prin urmare, curbe de hysteresis.

Spre deosebire de substanțele feromagnetice obișnuite (v. § 13), în care feromagnetismul este determinat de forțele electrice de schimb care asigură un punct Curie înalt ($\sim 10^3$°K), feromagnetismul alaunilor este provocat de interacțiunea magnetică dintre ionii paramagnetici trivalenți de crom (Cr^{+3}) și de fier (Fe^{+3}). Efectul de schimb în alauni este mic, datorită distanței mari dintre ioni (v. § 9, secțiunea D). Din evaluarea energiei de interacțiune magnetică, care este de ordinul a μ^2/d^3, unde d (distanța dintre ionii vecini) este $6 \cdot 10^{-8}$ cm, iar $\mu \sim 10^{-20}$ CGSem, obținem

$$\Theta_f \sim \frac{\mu^2}{kd^3} \sim \frac{10^{-40}}{10^{-16} \cdot 2 \cdot 10^{-22}} \sim 0{,}05°K.$$

Din această evaluare, se va vedea că alaunii de fier-amoniu se comportă normal ($\Theta_{f(NH_4Fe)} \sim 0{,}042°K$), iar cei de crom-potasiu ($\Theta_{f(KCr)} \sim 0{,}0040°K$) au un punct Curie anomal de jos. Cauza acestei anomalii nu este, deocamdată, lămurită.

Schema instalației experimentale pentru obținerea temperaturilor joase prin răcire magnetică este reprezentată în fig. 45.

Trebuie observat că este imposibil să măsurăm direct o temperatură termodinamică atît de joasă, obținută prin metoda răcirii magnetice. Datorită acestui fapt, trebuie să apelăm la măsurători indirecte ale unor parametri magnetici (componentele $\varkappa'$ și $\varkappa''$ ale susceptibilității complexe sau magnetizarea remanentă I_r). Pentru determinarea temperaturii temodinamice, trebuie să găsim variația entropiei sistemului. De aceea, se calculează întîi entropia la temperaturi mai mari de 1°K și apoi se face, începînd de la această temperatură, o demagnetizare adiabatică pînă la temperatură necunoscută și la un cîmp mic, de ordinul unui oersted. În această stare, se măsoară unul sau o serie de

parametri magnetici x_i. Deoarece procesul de demagnetizare se face adiabatic, entropia nu se schimbă și, prin urmare, găsim relația funcțională $S(x_i)$ dintre entropia S și parametrii magnetici x_i. Dacă, după această operație, încălzim corpul paramagnetic, comunicîndu-i o anumită cantitate de căldură ΔQ [1]) și măsurăm valorile modificate ale parametrilor magnetici x_i, atunci, folosind relațiile termodinamice, putem determina temperatura termodinamică absolută a stării corpului paramagnetic, atinsă după demagnetizarea adiabatică.

Studiul variației cu temperatura a entropiei substanței paramagnetice reprezintă o verificare experimentală bună a ipotezelor teoretice cu privire la influența interacțiunilor interioare electrice și magnetice asupra stării ionilor magnetoactivi, amintiți în § 9, secțiunea C.

În legătură cu fenomenul de răcire magnetică, la fel ca pentru fenomenul de absorbție și dispersie paramagnetică (v. § 9, secțiunea E), apare problema esențială a cineticii acestui proces, adică a timpului de stabilire a echilibrului termic între purtătorii ele-

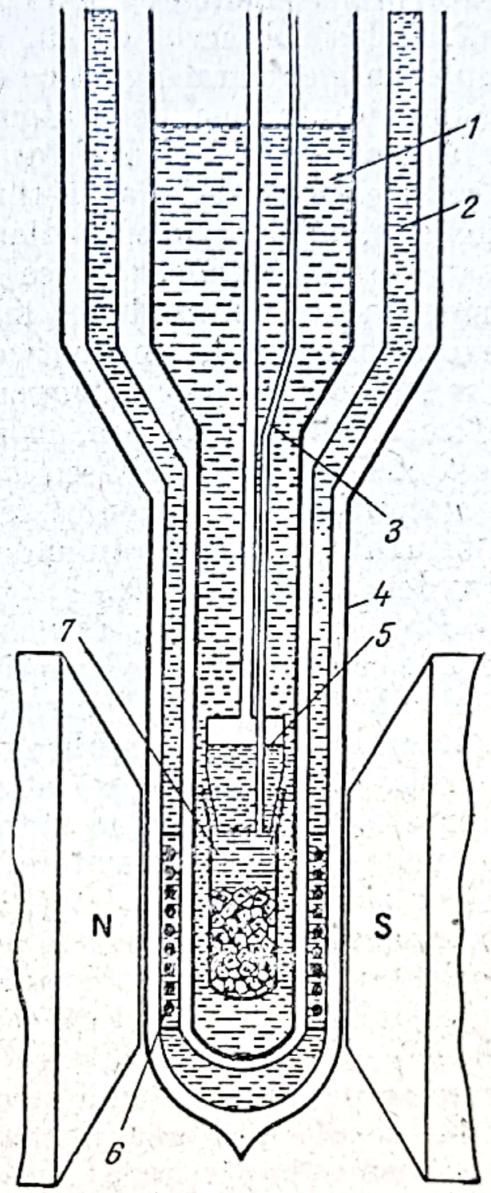


Fig. 45. Schema aparaturii pentru răcirea magnetică:
1 — Heliu lichid; *2* — Hidrogen lichid; *3* — Tub pentru pomparea heliului; *4* — Vas Dewar; *5* — Heliu lichid; *6* — Bobină de inducție pentru măsurarea magnetizării (temperaturii); *7* — Vas cu substanță de lucru.

[1]) Aceasta se poate obține, așezînd corpul paramagnetic într-un cîmp magnetic alternativ, în care are loc o absorbție paramagnetică (v. § 9), iar dacă alaunii se găsesc la temperaturi mai mici de Θ_f, în afară de absorbția paramagnetică, există și pierderi de hysteresis.

mentari de moment magnetic (de exemplu, spinii electronici în straturile neocupate ale învelișurilor atomice) și rețeaua cristalină. Trebuie observat că, în general, procesul de magnetizare a substanțelor paramagnetice (v. § 3) depinde esențial de interacțiunea dintre magneții atomici. Teoria arată că acțiunea directă a cîmpului magnetic asupra momentului magnetic atomic se reduce la precesia acestui moment în jurul direcției cîmpului magnetic, adică la un efect diamagnetic. Dacă, însă, ținem seama, de exemplu, pentru gazele reale, că atomii substanței suferă ciocniri, atunci trebuie să luăm în considerare că, la fiecare ciocnire, direcția momentelor magnetice ale atomilor trebuie, în general, să se schimbe. După cum am arătat în § 9, metodele mecanicii statistice iau în considerare, în mod automat și destul de riguros, acest efect al agitației termice pentru procesele de magnetizare ale corpurilor macroscopice. În acest caz, aflăm însă numai rezultatul final, care corespunde unei stări de echilibru din punct de vedere termodinamic.

Problema *timpului de stabilire* (timpul de *relaxare*) a acestei stări de echilibru termodinamic trebuie să fie rezolvată prin metodele cineticii fizice. Pentru cazul gazelor paramagnetice monoși biatomice, această problemă a fost studiată amănunțit de către Gurevici [108], care a arătat că, pentru gazele monoatomice ai căror atomi se găsesc în starea S (vaporii metalelor alcaline), timpurile de relaxare sînt de ordinul a 10^{-5} secunde. În cazul moleculelor biatomice, datorită simetriei nesferice a învelișurilor electronice și în starea Σ, este posibilă o „magnetizare“ (schimbare a orientării) chiar a unei molecule izolate. Gurevici a găsit că susceptibilitatea magnetică corespunzătoare acestui proces constituie $^2/_3$ din susceptibilitatea totală a gazului. Cealaltă magnetizare se produce datorită ciocnirilor; timpul ei de relaxare, ca și în cazul unui gaz monoatomic, s-a găsit egal cu 10^{-5} s. O asemenea împărțire a „procesului“ de magnetizare a gazelor paramagnetice biatomice trebuie să ducă la o dispersie specifică a susceptibilității magnetice.

În modul acesta, pentru ca, în timpul demagnetizării adiabatice, energia magnetică de $\sim 2\mu_B H$ să poată trece de la rețeaua cristalină la momentele elementare, trebuie să existe o interacțiune între spini și oscilațiile rețelei. Problema cineticii de stabilire a echilibrului termic între spini și oscilațiile rețelei a fost studiată cel mai consecvent de Ahiezer și Pomeranciuk [109], care, în locul valorii mult prea mari obținute înainte de Heitler și Teller [110], au găsit că timpul după trecerea căruia

temperatura spinilor și rețelei cristaline va diferi cu mai puțin de 1%, la o temperatură inițială a spinilor de 0,0001°K și la o temperatură inițială a rețelei $\ll$0,0001°K, nu este mai mare de o secundă. Pentru efectuarea calculului cinetic, autorii au trebuit să recurgă, în primul rînd, la anumite ipoteze cu privire la spectrul energetic al sistemului de spini. Forma acestui spectru este determinată de cîmpul electric cristalin (v. § 9, secțiunea C), de interacțiunea magnetică și de schimb dintre momentele magnetice ale ionilor din rețea. Ca rezultat al acestei interacțiuni cu cîmpul electric al rețelei, se produce ridicarea completă (dacă numărul electronilor în cîmp este par) sau parțială (pentru un număr impar de electroni) a degenerării.

Afară de aceasta, datorită interacțiunii magnetice și interacțiunii de schimb, din fiecare nivel al unui ion izolat se obține o bandă energetică conținînd N nivele apropiate (N este numărul de ioni în cristal). Lățimea benzii este egală, ca ordin de mărime, cu energia de interacțiune dintre două momente vecine și reprezintă, în cazurile tipice, circa 0,02°K. În felul acesta, în sistemul considerat, nivelul ionic excitat nu se localizează într-un punct bine determinat al rețelei.

Starea nu prea puternic excitată a sistemului de spini poate fi privită ca un ansamblu de excitări elementare, cu care sînt legate undele care se propagă în cristal. Fiecare oscilație elementară constituie o cuasiparticulă și este caracterizată de vectorul cuasi impuls $\vec{p}$, care determină energia ε_p a acestei cuasiparticule („exciton"). Autorii presupun că excitonii se supun statisticii cuantice antisimetrice[1]). Admițînd această ipoteză, putem scrie ușor ecuația cinetică obișnuită, dacă energia de interacțiune dintre excitoni și fononi (oscilațiile termice ale rețelei) se scrie sub forma unei serii de puteri ale componentelor tensorului deformațiilor, corespunzător oscilațiilor termice. Rezolvarea ecuației cinetice ne dă posibilitatea să calculăm energia transmisă de rețea spinilor, iar apoi și timpul de relaxare, adică timpul de stabilire a echilibrului termic între sistemul de spini și rețea.

În felul acesta, aplicabilitatea metodei răcirii magnetice nu se limitează la rezultatele practice atinse, și putem să sperăm că, în viitorul apropiat, vom obține noi succese remarcabile în acest domeniu important al fizicii temperaturilor ultrajoase.

[1]) Valabilitatea acestei ipoteze poate fi verificată, de pildă, pe baza variației cu temperatura a entropiei, variație care trebuie să aibă, în acest caz, un caracter liniar. Probabil că aceasta are în adevăr loc, într-o anumită măsură, de exemplu, la alaunii de potasiu-crom (v. [107]).

§ 11. FENOMENELE MAGNETOOPTICE

În prima parte, am studiat unul dintre cele mai importante fenomene magnetooptice, efectul Zeeman, care constă în schimbarea frecvenței luminii emise de atomii situați într-un cîmp magnetic exterior. În acest paragraf, ne vom opri, pe scurt, asupra fenomenelor care se produc cînd lumina traversează o substanță supusă acțiunii unui cîmp magnetic exterior (sursa de lumină se găsește în afara acțiunii acestui cîmp magnetic)[1] [112—114].

Să considerăm cele două fenomene magnetooptice fundamentale legate de propagarea luminii polarizate liniar printr-o substanță transparentă și omogen magnetizată. Aceste fenomene sînt: 1) fenomenul de rotire a planului de polarizare a luminii, dacă raza de lumină se propagă paralel cu vectorul cîmpului magnetic (efectul Faraday), și 2) fenomenul de birefringență magnetică, dacă raza de lumină se propagă perpendicular pe direcția cîmpului magnetic (efectul Vogt sau Cotton-Mouton).

Înainte de toate, să ne oprim asupra teoriei clasice elementare [97] a acestui fenomen magnetooptic.

Să presupunem că cîmpul electric al undei luminoase de pulsație ω, cu luarea în considerare a corecției Lorentz, este $\vec{F} = \vec{E} + \frac{4\pi}{3}\vec{P} = \vec{F}_0 e^{i\omega t}$, iar corpul așezat în cîmpul magnetic uniform $\vec{H}_e = H_e\vec{h}$ ($\vec{h}$ este versorul constant al cîmpului); atunci ecuația de mișcare a electronului sub acțiunea forței $\vec{F}$ are forma

$$\ddot{\vec{p}} + \omega_0^2\vec{p} + \gamma\dot{\vec{p}} - \frac{eH_e}{mc}(\dot{\vec{p}} \times \vec{h}) = \frac{e^2}{m}\vec{F}_0 e^{i\omega t}, \qquad (11.1)$$

unde $\vec{p} = \vec{er}$ este momentul electric al electronului în atom, γ constanta de amortizare, ω_0 pulsația proprie a electronului în atom. Căutăm soluția ecuației (11.1), sub forma

$$\vec{p} = \vec{p}_0 e^{i\omega t}. \qquad (11.2)$$

Substituind (11.2) în (11.1) și efectuînd însumarea pentru toți electronii conținuți în unitatea de volum, obținem,

$$\vec{E}_0 = \alpha\vec{P}_0 - i\beta(\vec{P}_0 \times \vec{h}), \qquad (11.3)$$

[1]) Trebuie observat că necesitatea efectuării unor experiențe de studiu al refracției în sticlă electrizată și apă electrizată a fost indicată încă de M. V. Lomonosov.

unde

$$\alpha = \frac{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega}{Ne^2/m} - \frac{4\pi}{3}; \quad \beta = \frac{H_e\omega}{Nec}; \qquad (11.4)$$

$$\vec{P} = N\vec{p}.$$

Dacă cîmpul electric al undei luminoase are forma unei unde plane

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp\left[i\omega\left(t - \frac{\vec{n}\vec{r}}{v}\right)\right], \quad \vec{H} = \vec{H}_0 \exp\left[i\omega\left(t - \frac{\vec{n}\vec{r}}{v}\right)\right],$$

ecuațiile cîmpului, după înlocuirea lui E conform (11.3), devin

$$\left.\begin{aligned} &-\frac{c}{v}[\vec{n}\times\vec{H}_0] = \alpha'\vec{P}_0 - i\beta[\vec{P}_0\times\vec{h}] \quad \left(\mathrm{rot}\vec{H} = \frac{1}{c}(\dot{\vec{E}} + 4\pi\dot{\vec{P}})\right), \\ &\vec{n}\cdot(\alpha'\vec{P}_0 - i\beta[\vec{P}_0\times\vec{h}]) = 0 \quad \left(\mathrm{rot}\,\vec{E} = -\frac{1}{c}\dot{\vec{H}}\right), \\ &\frac{c}{v}[\vec{n}\times(\alpha\vec{P}_0 - i\beta[\vec{P}_0\times\vec{h}])] = \vec{H}_0 \quad (\mathrm{div}\,(\vec{E} + 4\pi\vec{P}) = 0); \end{aligned}\right\} \qquad (11.5)$$

aci $\vec{n}$ este vectorul de propagare al undei electromagnetice plane.

Ecuațiile (11.5) conțin cazul general al efectului magneto-optic. Conform celor spuse mai sus, vom examina numai două cazuri particulare:

$\vec{H}_e \parallel \vec{n}$ (efectul Faraday).

$\vec{H}_e \perp \vec{n}$ (birefringența magnetică).

a) **Rotația magnetică a planului de polarizare — efectul Faraday.** În acest caz, ($\vec{h} = \vec{n}$) și ecuațiile (11.5) devin

$$-\frac{c}{v}[\vec{n}\times\vec{H}_0] = \alpha'\vec{P}_0 - i\beta[\vec{P}_0\times\vec{n}], \qquad (11.6\,a)$$

$$\frac{c}{v}[\vec{n}\times(\alpha\vec{P}_0 - i\beta[\vec{P}_0\times\vec{n}])] = \vec{H}_0, \qquad (11.6\,b)$$

$$(\vec{n}\cdot(\alpha'\vec{P}_0 - i\beta[\vec{P}_0\times\vec{n}])) = 0, \qquad (11.6\,c)$$

$$(\vec{n}\cdot\vec{H}_0) = 0. \qquad (11.6\,d)$$

Să presupunem că raza luminoasă se propagă în lungul axei z. Atunci $n_x = n_y = 0$ și $n_z = 1$. Din (11.6d), rezultă că vectorul $\vec{H}_0$ al undei este situat în planul xy (undele sînt transversale), iar din (11.6a), găsim că $P_{0z} = 0$.

Să introducem notațiile

$$A = \frac{c^2}{v^2}\alpha - \alpha', \quad B = \beta\left(\frac{c^2}{v^2} - 1\right); \tag{11.7}$$

atunci (11.6a) și (11.6 b) pot fi scrise

$$\left.\begin{aligned} AP_{0x} - iBP_{0y} &= 0, \\ iBP_{0x} + AP_{0y} &= 0. \end{aligned}\right\} \tag{11.8}$$

Sistemul omogen de ecuații (11.8) admite o soluție nebanală, dacă

$$A^2 - B^2 = 0, \text{ adică } A = \pm B. \tag{11.9}$$

În cazul $A = B$, avem, din (11.8),

$$P_{0y} = -iP_{0x}$$

sau

$$P_x = P_{0x}e^{i\omega t}, \quad P_y = P_{0y}e^{i\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right)}. \tag{11.10}$$

O asemenea relație între componentele lui $\vec{P}$ corespunde unei rotații *stîngi* (dacă privim extremitatea vectorului $\vec{P}$ din partea lui $+z$). Să notăm, în acest caz, $\frac{c}{v_+} = n_+$. Atunci, din (11.7) și din (11.9), vom avea

$$n_+^2\alpha - \alpha' = \beta n_+^2 - \beta$$

sau, în virtutea lui (11.4),

$$n_+^2 - 1 = \frac{4\pi N\frac{e^2}{m}}{\omega_0^2 - \omega^2 - \frac{4\pi}{3}N\frac{e^2}{m} - \frac{eH_e}{mc}\omega + i\gamma\omega}. \tag{11.11}$$

Dacă neglijăm efectul amortizării ($\gamma = 0$), (11.11) ia forma

$$\frac{n_+^2 - 1}{n_+^2 + 2} = \frac{\frac{4\pi}{3}N\frac{e^2}{m}}{\omega_0^2 - \omega^2 - \frac{eH_e}{mc}\omega}. \tag{11.12}$$

Dacă există mai multe pulsații proprii ω_{0i} ale electronilor și cîmpurile exterioare sînt mici, adică pulsația Larmor satisface condiția

$$\omega_L = \frac{eH_e}{2mc} \ll \omega, \tag{11.13}$$

vom avea, în locul lui (11.12),

$$\frac{n_+^2 - 1}{n_+^2 + 2} = \frac{4\pi}{3} \sum_i \frac{N_i \frac{e^2}{m}}{\omega_{0i}^2 - (\omega - \omega_L)^2}. \qquad (11.14)$$

În cazul $A = -B$, repetînd aceleași raționamente, obținem, pentru indicele de refracție n_- al rotației *drepte*, următoarea expresie:

$$\frac{n_-^2 - 1}{n_-^2 + 2} = \frac{4\pi}{3} \sum_i \frac{N_i \frac{e^2}{m}}{\omega_{0i}^2 - (\omega + \omega_L)^2}. \qquad (11.15)$$

Să obținem, acum, formula pentru rotația planului de polarizare, rotație care apare în procesul de propagare printr-un corp transparent așezat într-un cîmp magnetic exterior omogen H_e (paralel cu axa z) și avînd lungimea l în lungul axei z. Să presupunem că, pe suprafața de separație a corpului (perpendiculară pe axa r în punctul $z = 0$), cade o undă electromagnetică plană, polarizată liniar

$$E_x = E_{0x} \cos \omega t, \quad E_y = 0.$$

Să descompunem această undă în două unde polarizate circular

$$\left.\begin{aligned} E_x &= \frac{1}{2} E_{0x} \cos \omega t + \frac{1}{2} E_{0x} \cos \omega t, \\ E_y &= \frac{1}{2} E_{0x} \sin \omega t - \frac{1}{2} E_{0x} \sin \omega t \end{aligned}\right\} \qquad (11.16)$$

și să examinăm oscilațiile acestor componente în punctul $l > z > 0$ (în interiorul corpului), ținînd seamă că, în virtutea efectului Faraday, pentru componente circulare diferite, avem indici de refracție diferiți; atunci

$$E_x = \frac{1}{2} E_{0x} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi n_+ z}{\lambda}\right) + \frac{1}{2} E_{0x} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi n_- z}{\lambda}\right),$$

$$E_y = \frac{1}{2} E_{0x} \sin\left(\omega t - \frac{2\pi n_+ z}{\lambda}\right) - \frac{1}{2} E_{0x} \sin\left(\omega t - \frac{2\pi n_- z}{\lambda}\right);$$

Scanned with OKEN Scanner

în punctul $z = l$, după ieșirea luminii din corp, vom avea, ca și mai înainte, lumină polarizată liniar

$$E_x = E_{0x} \cos \frac{\pi l}{\lambda} (n_- - n_+) \cdot \cos \left(\omega t - \frac{\pi (n_+ + n_-) l}{\lambda} \right),$$

$$E_y = E_{0x} \sin \frac{\pi l}{\lambda} (n_- - n_+) \cdot \cos \left(\omega t - \frac{\pi (n_+ + n_-) l}{\lambda} \right),$$

însă direcția oscilațiilor vectorului $\vec{E}$ al acestei raze este rotită față de axa x cu unghiul

$$\chi = \operatorname{arctg} \frac{E_y}{E_x} = \frac{\pi l}{\lambda} (n_- - n_+). \qquad (11.17)$$

În virtutea condiției (11.13) și a formulelor (11.14) și (11.15), avem

$$n_- - n_+ = n(\omega + \omega_L) - n(\omega - \omega_L) \cong \frac{dn}{d\omega} 2\omega_L.$$

Substituind aceasta în (11.17) și ținînd seamă că

$$\omega \frac{dn}{d\omega} = -\lambda \frac{dn}{d\lambda} \quad \text{și} \quad \omega = \frac{2\pi c}{\lambda}, \qquad (11.17\,a)$$

vom avea

$$\chi = \frac{e\lambda}{2mc^2} \frac{dn}{d\lambda} l H_e$$

(formula lui Becquerel). În afară liniilor de absorbție, $\frac{dn}{d\lambda} < 0$ (dispersia normală), sarcina electronului este $e = -|e|$; de aceea, rotația coincide cu direcția cîmpului (rotația înspre stînga!). În interiorul benzilor de absorbție, sensul rotației este opus. Efectul Faraday este în strînsă legătură cu efectul Zeeman (§ 2). Pentru ca să ilustrăm acest fapt, vom examina cazul simplu al liniei spectrale $^2S_{1/2} \rightarrow {}^2P_{1/2}$, care ne dă un dublet Zeeman. Schema nivelelor, cu indicarea tranzițiilor permise și a polarizării, este dată în fig. 46, *a*. În fig. 46, *b* se arată dispersia indicilor de refracție n_+ și n_- și a diferenței lor $(n_- - n_+)$, adică, potrivit cu formula (11.17), rotația χ pentru cazul unei intensități egale sau diferite a celor doi dubleți Zeeman.

b) Birefringența magnetică — efectul Vogt. În acest caz, $n_z = 1$, $n_x = n_y = 0$, $h_y = 1$, $h_x = h_z = 0$ și, de aceea, după transformări simple, obținem din (11.5), în locul lui (11.8),

$$\left.\begin{aligned} &(n^2\alpha - \alpha')\, P_{0x} + i\beta\,(n^2 - 1)\, P_{0z} = 0,\\ &(n^2\alpha - \alpha')\, P_{0y} = 0,\\ &(n^2\alpha - \alpha' + 4\pi)\, P_{0z} - i\beta\,(n^2 - 1)\, P_{0x} = 0, \end{aligned}\right\} \qquad (11.18)$$

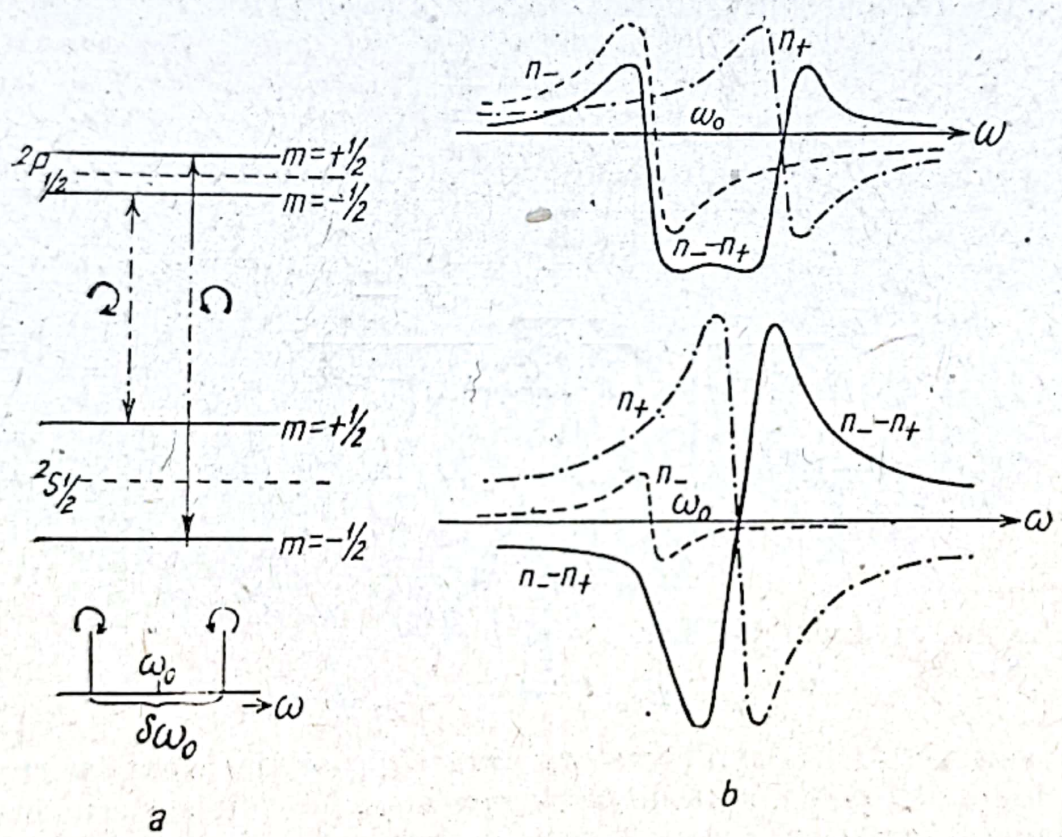


Fig. 46. Comparație între efectul Faraday și efectul Zeeman:
a — schema nivelelor energetice cu indicația tranzițiilor permise și a polarizării liniilor; *b* — dispersia indicilor de refracție.

unde $n = \frac{c}{v}$. Condiția ca sistemul (11.18) să admită soluții diferite de cele banale este

$$(n^2\alpha - \alpha')\,(n^2 - 1)\,(n^2\alpha^2 - \alpha'\alpha - \beta^2 n^2 + \beta^2) = 0. \qquad (11.19)$$

Factorul $(n^2 - 1)$ din ecuația (11.19) nu este egal cu 0 (deoarece $n \neq 1$), de aceea, ne rămîn două posibilități pentru satisfacerea condiției (11.19):

1) $n^2\alpha - \alpha' = 0$. Atunci, în virtutea lui (11.18), $P_{0x} = P_{0z} = 0$, iar $P_{0y} \neq 0$ și este arbitrar. Din (11. 13), avem, în acest caz ($\vec{P}_0 \times \vec{n} = 0$).

$$E_y = \alpha P_y ,$$

adică vectorul $\vec{E}$ este paralel cu vectorul $\vec{n}$. Pentru indicele de refracție, obținem următoarea formulă a dispersiei:

$$n_{\parallel}^2 = 1 + \frac{4\pi}{\alpha} ,$$

sau, conform (11.4), pentru $\gamma = 0$, obținem legea obișnuită a dispersiei

$$\frac{n_{\parallel}^2 - 1}{n_{\parallel}^2 + 2} = \frac{4\pi}{3} \sum_i \frac{N_i \frac{e^2}{m}}{\omega_{0i}^2 - \omega^2} . \qquad (11.20)$$

2) $n^2(\alpha^2 - \beta^2) - (\alpha\alpha' - \beta^2) = 0$. În virtutea lui (11.18), avem $P_{0y} = 0$ și

$$\beta P_{0x} = -i\alpha P_{0z} .$$

De aceea, conform (11.13), avem

$$E_{0y} = E_{0z} = 0 \quad \text{și} \quad E_{0x} \neq 0 .$$

În consecință, oscilațiile vectorului electric se efectuează perpendicular, atît pe direcția de propagare a undei, cît și pe direcția cîmpului exterior. Legea dispersiei pentru indicele n_1 devine

$$n_1^2 = \frac{\alpha\alpha' - \beta^2}{\alpha^2 - \beta^2} = 1 + \frac{4\pi\alpha}{\alpha^2 - \beta^2}$$

sau

$$n_1^2 = \frac{1}{2}\left[1 + \frac{4\pi}{\alpha - \beta} + 1 + \frac{4\pi}{\alpha + \beta}\right];$$

este ușor de văzut că

$$n_1^2 = \frac{1}{2}(n_+^2 + n_-^2) . \qquad (11.21)$$

În consecință, (11.14) și (11.15) împreună cu (11.21) ne dau legea dispersiei pentru a doua rază cu indicele de refracție n_1.

Efectul Vogt, ca și efectul Faraday, se găsește într-o legătură strînsă cu efectul Zeeman. În fig. 47, sînt reprezentate curbele de dispersie ale birefringenței magnetice în domeniul tripletului Zeeman, pentru două intensități ale cîmpului.

Să trecem acum la o expunere scurtă a rezultatelor fundamentale ale teoriei cuantice [113] a fenomenelor magnetooptice în medii transparente.

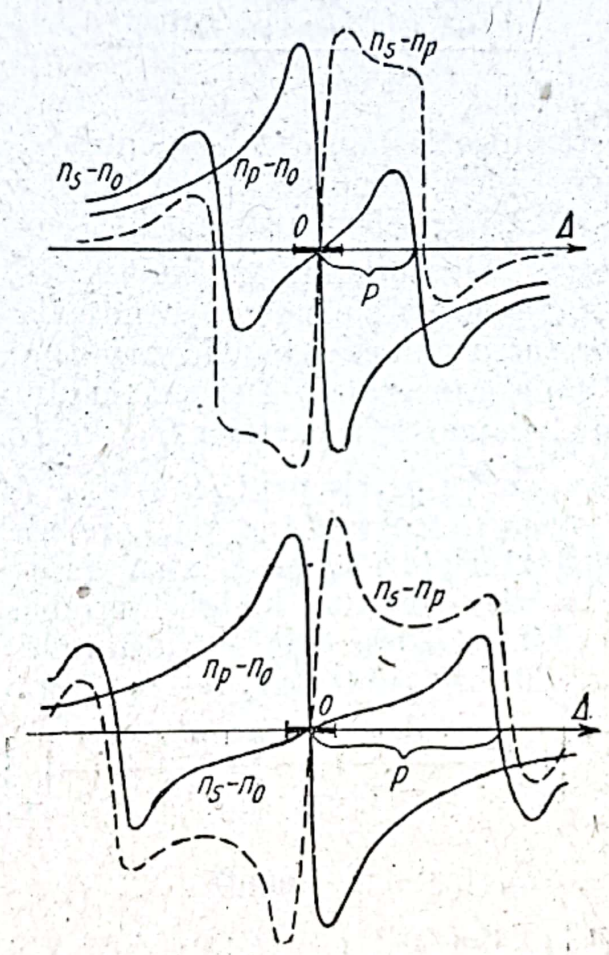


Fig. 47. Legătura dintre birefringența magnetică și efectul Zeeman. Curbele de dispersie pentru două intensități ale cîmpului în domeniul tripletului Zeeman.

Calculul cuantic al rotației planului de polarizare are ca punct de plecare cunoscuta formulă de dispersie a lui Kramers-Heisenberg (v., de exemplu, [56]), care ne dă expresia momentului electric indus $\vec{P}_s'$ al atomului (sau moleculei) în starea sta-

ționară s, ca funcție de vectorul electric al undei luminoase incidente [1]) $\vec{E}(t) = \mathrm{Re}\vec{E}e^{i\omega t}$, și anume:

$$\vec{P}'_s = \mathrm{Re}\,\frac{1}{h}\sum_{s'\neq s}\left[\frac{\vec{P}_0(s's)\,(\vec{E}\cdot\vec{P}_0^*(s's))}{\nu_0(s's)-\nu} + \right.$$

$$\left. + \frac{\vec{P}_0^*(s's)\,(\vec{E}\cdot\vec{P}_0(s's))}{\nu_0(s's)+\nu}\right]e^{i\omega t}, \qquad (11.22)$$

unde $\omega = 2\pi\nu$ este pulsația luminii incidente, $\nu_0(s's)$ reprezintă frecvențele proprii ale atomului (moleculei) corespunzătoare tranzițiilor $s' \to s$, $P_0(s's)$ elementul de matrice nediagonal al momentului electric al atomului neexcitat, $P_0^*(s's)$ mărimea complex conjugată a acestui element, s notația prescurtată a ansamblului celor patru numere cuantice $njlm$.

Ecuația (11.22) rămîne valabilă și pentru un atom (pentru o moleculă) într-un cîmp magnetic exterior H, dacă mărimile $\nu_0(s's)$ și $\vec{P}_0(s's)$ se înlocuiesc respectiv prin $\nu(s's)$ și $\vec{P}(s's)$, în care se ține seama de variația energiilor staționare ale atomului sub acțiunea cîmpului exterior. Atunci, pentru ambele componente polarizate circular ale cîmpului undei luminoase [v. (11.16)] care se propagă în lungul axei z (paralel cu cîmpul exterior), vom avea, în locul lui (11.22), pentru $E_x = iE_y$ (rotația stîngă +).

$$P'_{xs}(t) = \frac{2}{h}\sum_{(s'\neq s)}\left[\left(\frac{|P_x(s's)|^2}{\nu(s's)-\nu}\right)_+ + \left(\frac{|P_x(s's)|^2}{\nu(s's)+\nu}\right)_-\right]E_x(t). \qquad (11.23)$$

și pentru $E_x = -iE_y$ (rotația dreaptă)

$$P'_{xs}(t) = \frac{2}{h}\sum_{(s'\neq s)}\left[\left(\frac{|P_x(s's)|^2}{\nu(s's)+\nu}\right)_+ + \left(\frac{|P_x(s's)|^2}{\nu(s's)-\nu}\right)_-\right]E_x(t). \qquad (11.24)$$

Indicii + și − de pe lîngă parantezele mici înseamnă că, la însumarea după s', trebuie să se țină seamă respectiv numai de componentele „stîngi“ ($m' = m + 1$) sau numai de componentele „drepte“ ($m' = m - 1$) ale polarizării. Pentru componentele după axa y, vom avea formule analoge.

[1]) Simbolul Re înseamnă că se consideră numai partea reală a expresiei complexe care stă în dreapta lui.

Momentul indus în unitatea de volum, în cazul echilibrului statistic, va fi dat de formula

$$\vec{P}'(t) = \frac{N}{Z}\sum_s \vec{P}'_s(t)\, e^{-W_s/kT};\quad Z = \sum_s e^{-W_s/kT}, \qquad (11.25)$$

unde W_s este energia stării s a atomului. De aici, obținem indicii de refracție n_+ și n_-. Legea generală a dispersiei [v. (11.14) sau (11.15)] este de forma

$$\frac{n^2-1}{n^2+2} = \frac{4\pi}{3} N \frac{P_x(t)}{E_x(t)} = \frac{4\pi}{3} N \frac{P_y(t)}{E_y(t)}. \qquad (11.26)$$

Pentru rotirea planului de polarizare a luminii găsim, în aproximația $n^2+2 \sim 3$ și $\bar{n} = \frac{1}{2}(n_+ + n_-)$, expresia

$$\chi = (n_- - n_+)\frac{\pi\nu l}{c} = \frac{8\pi^2 l N \nu^2}{\bar{n}c^2 z h} \sum_{s\,(s'\neq s)} e^{-W_s/kT} \times$$

$$\times \left[\left(\frac{|P_x(s's)|^2}{\nu^2(s's)-\nu^2}\right)_- - \left(\frac{|P_x(s's)|^2}{\nu^2(s's)-\nu^2}\right)_+\right]. \qquad (11.27)$$

Formula (11.27) este fundamentală pentru studiul teoretic al efectului Faraday. În domeniul frecvențelor depărtate de componentele Zeeman ale linei de absorbție, putem dezvolta W_s, $\nu(s's)$ și $\vec{P}(s's)$ din (11.27) în serie după puterile lui $\vec{H}$ și ne putem limita la termeni liniari. Atunci, însumînd după m și m', obținem

$$\chi = \frac{Hl}{Z_0}\sum_{njl;\, n'j'l'}\left[a(s's)\frac{\nu^2}{(\nu_0^2(s's)-\nu^2)^2} + b(s's)\frac{\nu^2}{(\nu_0^2(s's)-\nu^2)} + \right.$$

$$\left. + \frac{c(s's)}{T}\frac{\nu^2}{(\nu_0^2(s's)-\nu^2)^2}\right]\cdot e^{-W_{0s}/kT}, \qquad (11.28)$$

unde W_{0s} sînt energiile neexcitate de cîmp ale stărilor staționare ale atomului, $Z_0 = \sum_s e^{-W_{s0}/kT}$, iar $a(s's)$, $b(s's)$ și $c(s's)$ sînt mărimi dependente de structura interioară a învelișului electronic al atomului. Termenul cu $c(s's)$ ne dă, în primă aproximație, variația cu temperatura a lui χ și se numește rotație *paramagnetică*, iar primii doi termeni din (11.28) nu depind practic de

temperatură și se numesc, uneori, rotație *diamagnetică*. Formula (11.28), la fel ca și (11.27), poate fi concretizată pentru cazuri particulare. Pentru amănunte, îl trimitem pe cititor la literatura originală [115—120].

Teoria cuantică a efectului Faraday în sisteme paramagnetice condensate nu există pînă astăzi. Teoria efectului Faraday pentru corpurile feromagnetice va fi discutată mai departe (v. § 17).

Trebuie, de asemenea, observat că D. A. Goldhammer [121], în anul 1899, iar apoi I. G. Dorfman [53] au supus criticii teoria clasică a fenomenelor magnetooptice, care era bazată pe concepția precesiei Larmor și putea explica, de exemplu, numai rotirea diamagnetică a planului de polarizare al luminii și nu era capabilă să explice rotirea paramagnetică. Dorfman a emis ideea că atomii substanței rotitoare prezintă o anumită asimetrie, chiar și în absența cîmpului magnetic exterior și, de aceea, atomii reacționează diferit față de undele electromagnetice polarizate drept sau stîng. Cîmpul magnetic exterior nu poate face decît să modifice orientarea acestor atomi, creînd în corp un moment magnetic rezultant.

Recent au apărut lucrările lui Kovadlo [122] și Serova [123], în care a fost elaborată teoria efectului Faraday pentru gazul electronic cuantic, cu luarea în considerare a corecțiilor relativiste.

Scanned with OKEN Scanner

PARTEA A TREIA

MAGNETISMUL CORPURILOR MACROSCOPICE — FEROMAGNETISMUL

INTRODUCERE

Fenomenul feromagnetismului a fost descoperit în antichitate, însă concepția noastră modernă asupra cauzelor și legilor acestui fenomen al naturii, atît de important pentru practică, au fost stabilite în special în ultimele două-trei decenii. Răspîndirea largă a materialelor feromagnetice în tehnică a început, de asemenea, relativ recent, la sfîrșitul secolului trecut.

Caracteristica fundamentală a oricărei substanțe feromagnetice este curba de magnetizare (v. § 5), care ne dă relația dintre momentul ei magnetic (magnetizarea) și cîmpul magnetic exterior. Meritul descoperirii curbei adevărate de magnetizare a substanțelor feromagnetice îi aparține cunoscutului fizician rus A. G. Stoletov (1871) [124], care a luat în considerare pentru prima dată, în mod corect, influența formei probei feromagnetice asupra formei curbei de magnetizare și a elaborat o metodă de ridicare a acestei curbe, metodă care elimină influența formei (măsurători balistice ale magnetizării inelelor feromagnetice). Această metodă s-a încetățenit în practica modernă a fizicii experimentale, ca unul dintre procedeele fundamentale pentru studiul proprietăților magnetice ale substanțelor feromagnetice. În lucrarea lui A. Stoletov, se dau, pentru prima oară, curbele susceptibilității magnetice (v. fig. 22), așa de bine cunoscute astăzi fizicienilor și electricienilor. Toate lucrările ulterioare cu privire la studiul curbelor de magnetizare ale materialelor feromagnetice se bazează pe rezultatele cercetărilor lui A. G. Stoletov. Din păcate, acest fapt fie că este complet trecut sub tăcere, fie că este insuficient de bine subliniat chiar în literatura noastră sovietică și, de aceea, prioritatea științei ruse în descoperirea curbei de magnetizare a materialelor feromagnetice nu a fost restabilită pînă în ultimul timp.

Studiul început de Stoletov al curbelor de magnetizare ale materialelor feromagnetice, determinarea variației cu temperatura

a proprietăţilor magnetice şi studiul legăturii dintre acestea din urmă şi alte proprietăţi nemagnetice ale corpurilor feromagnetice au permis să se treacă la elaborarea teoriei feromagnetismului. Este natural faptul că, la început, această teorie avea un caracter pur fenomenologic — termodinamic. La baza teoriei, a fost pusă ipoteza aşa-numitului „cîmp molecular". Pentru prima dată, ideea existenţei în interiorul unui corp feromagnetic a unui „cîmp molecular" special a fost introdusă în anul 1892, de fizicianul rus B. L. Rozing [125]. Lucrările lui Rozing au rămas, însă, în mod nemeritat neobservate[1]) şi, pînă în ultimul timp, ideea „cîmpului molecular" a fost legată exclusiv de numele fizicianului francez P. Weiss [126].

În anul 1907, teoria termodinamică a „cîmpului molecular" a fost încheiată în trăsăturile ei fundamentale şi a căpătat o confirmare experimentală calitativă. La baza acestei teorii, au fost puse două ipoteze. Conform primei dintre ele, se presupune că principala proprietate caracteristică a stării feromagnetice a substanţei este existenţa, într-un anumit domeniu de temperaturi (de la 0°K pînă la aşa-numitul punct Curie), a unei magnetizări spontane, independentă de prezenţa vreunui cîmp magnetizant exterior. Pe de altă parte, din experienţă, se ştie că, în absenţa unui cîmp exterior (dacă eliminăm fenomenul secundar de histeresis magnetic), orice corp feromagnetic este nemagnetizat în ansamblu. Acest fapt ne obligă să enunţăm încă o a doua ipoteză fundamentală a teoriei, după care orice probă feromagnetică se împarte, sub temperatura Curie, în mici domenii care prezintă o magnetizare spontană uniformă. În absenţa cîmpului magnetic exterior, orientările vectorilor de magnetizare ai acestor domenii sînt distribuite în probă astfel încît momentul magnetic rezultant este egal cu zero. O asemenea distribuţie „de zero" a magnetizării pe domenii este perturbată numai sub influenţa unui cîmp exterior şi atunci proba se magnetizează în întregime.

În conformitate cu aceste două ipoteze, teoria feromagnetismului poate fi împărţită în două părţi:

---

[1]) În lucrările sale, Rozing încearcă să construiască o teorie dinamică generală a magnetismului, pe baza teoriei cîmpului electromagnetic. Se înţelege că, în acel timp, lipseau încă concepţiile moderne asupra structurii electronice a atomului. Cu toate acestea, într-un anumit sens, Rozing a introdus noţiunea de „cîmp molecular", numindu-l „forţă magnetică parţială", produsă de „mişcarea magnetică a substanţei", mişcare care şi-a găsit o explicaţie completă abia în teoria cuantică modernă a feromagnetismului.

Scanned with OKEN Scanner

1) *teoria magnetizării spontane*, care explică însăși natura feromagnetismului, și

2) *teoria domeniilor feromagnetice sau teoria curbei tehnice de magnetizare*, care explică comportarea corpurilor feromagnetice într-un cîmp magnetic exterior.

În această succesiune vom expune aici teoria feromagnetismului.

§ 12. DESCRIEREA FENOMENOLOGICĂ A STĂRII FEROMAGNETICE A SUBSTANȚEI

a) **Teoria fenomenologică a „cîmpului molecular“.** În descrierea fenomenologică a feromagnetismului, forțele de interacțiune care duc la existența magnetizării spontane sînt luate în considerare prin introducerea unui anumit „cîmp molecular“ ipotetic, a cărui mărime este legată de magnetizare. Pentru ilustrarea teoriei, vom alege cel mai simplu model de substanță feromagnetică; gazul liber de spini electronici[1]) (v. § 9); cei N electroni ai acestui gaz se împart, respectiv, după cele două orientări posibile ale spinilor, în r „electroni drepți“ și $(N-r) = l$ „electroni stîngi“. Magnetizarea relativă a gazului „înspre dreapta“ este

$$y = \frac{1}{N}(r - l),$$

deci

$$r = \frac{N}{2}(1 + y) \text{ și } l = \frac{N}{2}(1 - y). \tag{12.1}$$

Pentru a obține ecuația de stare magnetică (v. § 5), trebuie să determinăm energia liberă F a gazului în funcție de y și să găsim minimul ei. Dacă neglijăm interacțiunea dintre electroni, entropia $S(y)$ a gazului este

$$S(y) = k \ln \frac{N!}{r!l!} \tag{12.2}$$

(k este constanta lui Boltzmann). Să presupunem, de asemenea, că, în absența cîmpului exterior, energia U a gazului nu depinde

[1]) În acest model, este vorba, bineînțeles, nu de gazul electronilor liberi (care nu poate prezenta proprietăți feromagnetice), ci de un ansamblu de spini necompensați, considerați ca un gaz, în nodurile rețelei metalului feromagnetic (v. mai jos).

de magnetizare. În conformitate cu (12.2), (12.1) și (5.14), obținem

$$F(y) = TS(y) \approx \frac{1}{2} NkT[(1+y)\ln(1+y) + (1-y)\ln(1-y)]. \quad (12.3)$$

Din condiția de minim a expresiei (12.3), găsim că $y = 0$, adică nu avem magnetizare spontană. Pentru a obține posibilitatea existenței ei, trebuie să ținem seama de dependența energiei U a corpului de y. După Rozing și Weiss, postulăm această dependență sub forma ei cea mai simplă, folosind caracterul par al funcției $U(y)$ și anume

$$U = -NA_1 y^2, \quad (12.4)$$

unde $A_1 > 0$ este energia „cîmpului molecular", de natură necunoscută, deocamdată, și raportată la un electron. Atunci, din condiția de minim a lui F, obținem

$$\frac{4A_1}{kT} y = \ln \frac{1+y}{1-y} \quad \text{sau} \quad y = \text{th} \frac{\Theta}{T} y, \quad (12.5)$$

unde Θ este o mărime avînd dimensiunea unei temperaturi și egală cu

$$\Theta = \frac{2A_1}{k}; \quad (12.6)$$

Θ se numește temperatura feromagnetică sau punctul Curie.

Analiza formulei (12.5) ne arată că, la temperaturi mai mici decît temperatura critică Θ ($T < \Theta$), stării de echilibru termodinamic îi corespunde o magnetizare spontană diferită de zero. Deasupra acestei temperaturi, avem întotdeauna $y = 0$. Astfel, dacă energia corpului feromagnetic depinde de magnetizare după formula (12.4), el are un moment magnetic spontan. O dată cu creșterea temperaturii de la 0°K la Θ, valoarea acestui moment scade după legea (12.5), de la valoarea maximă $y = 1$ ($y = I_s/I_0$, unde $I_0 = N\mu_B$ este magnetizarea corespunzătoare saturației absolute, iar μ_B magnetonul lui Bohr) pînă la $y = 0$. Semnificația fizică a acestei concluzii poate fi stabilită numai după ce se clarifică ordinul de mărime al temperaturii Curie Θ, determinată de energia A_1, potrivit formulei (12.5). Din experiență, se știe că, în corpurile feromagnetice tipice, $\Theta \sim 1000$°K. De aceea, pentru energia A_1 obținem din (12.6) valoarea $\sim 10^{-13}$ erg pe atom. Această valoare a energiei atomului poate fi determinată numai de

forțele *electrice* dintre electroni, deoarece valoarea maximă a energiei *magnetice* dintre doi electroni la distanțe atomice nu depășește 10^{-16} erg (de aceea, cîmpul molecular „magnetic" poate duce la „feromagnetism" numai la un punct Curie $\sim 1°K$) (v., de exemplu, §10).

În fig. 48, este reprezentată curba teoretică $y(T/\Theta)$, calculată după (12.5), și tot acolo sînt trecute datele experimentale pentru materiale feromagnetice reale. Din compararea curbei

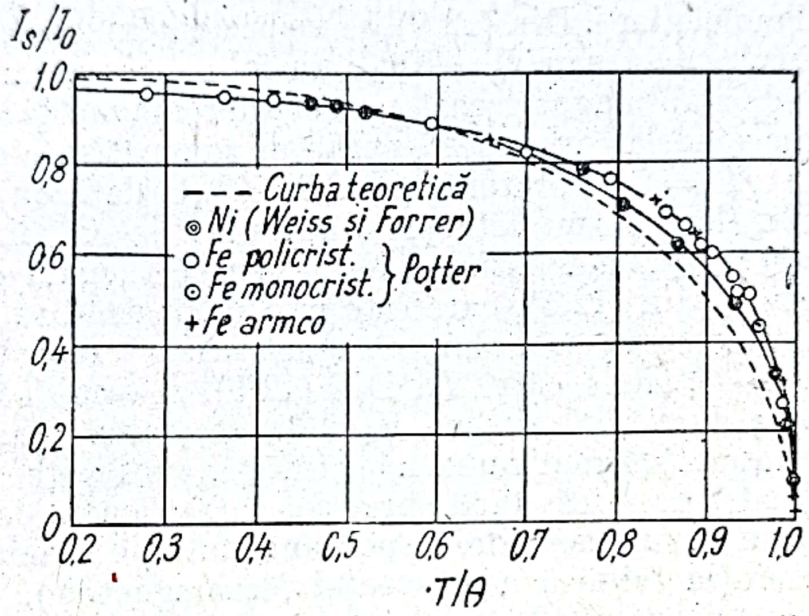


Fig. 48. Variația cu temperatura a magnetizării spontane.

și a datelor experimentale, se vede că există o concordanță calitativă generală a teoriei cu experiența. Pentru o comparație mai detaliată, dăm dependența asimptotică a lui y (T) de T, respectiv pentru temperaturi înalte $(T \lesssim \Theta)$ și temperaturi joase $(T \sim 0)$:

$$I_s \cong I_0 \sqrt{\frac{3}{\Theta}} \sqrt{\Theta - T} \qquad (T \lesssim \Theta), \tag{12.7}$$

$$I_s \cong I_0 (1 - 2e^{-2\Theta/T}) \qquad (T \sim 0). \tag{12.8}$$

Se constată că formula (12.7) concordă destul de bine cu experiența, iar (12.8) este în vădită contradicție cu ea (v. § 13).

Dacă există un cîmp magnetic exterior, la energia (12.4), trebuie să adăugăm termenul $-\vec{I} \cdot \vec{H}$, unde $I = N\mu_B y$. Atunci,

din condiția de minim a energiei libere, obținem, în locul lui (12.5),

$$y = \text{th}\left(\frac{\Theta}{T}\, y + \frac{\mu_B H}{kT}\right) = \text{th}\,\frac{\mu_B}{kT}\left(\frac{k\Theta}{\mu_B}\, y + H\right). \qquad (12.9)$$

Din (12.9), se vede posibilitatea formală de a identifica mărimea

$$\frac{k\Theta}{\mu_B}\, y = H_{\text{mol}} \qquad (12.10)$$

cu „cîmpul molecular". Din (12.9), se vede deasemenea că, la $T = 0°\text{K}$, avem $y_0 = 1$ sau $I_0 = N\mu_B$. În felul acesta, la 0°K, un cîmp oricît de slab magnetizează un corp feromagnetic în lungul direcției sale pînă la saturație și curba de magnetizare are forma unor drepte ($T = 0$) reprezentate în fig. 49. O dată cu creșterea temperaturii, dacă T nu este prea apropiat de Θ, în cîmpuri slabe ($H \ll H_{\text{mol}}$), magnetizarea este practic egală cu valoarea care rezultă din (12.5), care este mai mică decît saturația I_0. O dată cu creșterea cîmpului, magnetizarea crește monoton și, pentru $H \to \infty$, tinde către I_0. Din (12.9), se vede că, într-un domeniu larg de valori ale lui H și T, creșterea magnetizării o dată cu cîmpul (magnetizarea adevărată a substanței feromagnetice) este atît de mică, încît, practic, ea nu joacă nici un rol în comparație cu magnetizarea spontană dată de formula (12.5) (I_s este saturația tehnică a substanței feromagnetice). În consecință, analiza relației (12.9) ne permite să afirmăm că influența forțelor „interioare" asupra magnetizării poate fi identificată cu influența unui anumit cîmp molecular H_{mol}. Cît timp y nu este prea mic în comparație cu 1, ceeace are loc aproape la toate temperaturile $T < \Theta$, excluzînd vecinătatea imediată a punctului Curie, mărimea H_{mol} este de ordinul lui 10^7 oersted. Această mărime este mult mai mare decît cîmpurile magnetice exterioare accesibile în practică (cîmpurile maxime obținute de P.L. Kapița [127] nu depășeau cîteva sute de mii de oerstezi, adică $\sim 10^5$ oersted).

În apropierea lui $T = \Theta$, influența cîmpului exterior devine mai activă și fenomenul de saturație tehnică dispare treptat (v. fig. 49). Deasupra punctului Curie, substanța feromagnetică se transformă într-una paramagnetică cu dependența liniară a lui I de H și cu o susceptibilitate care satisface legea Curie-Weiss (6.2):

$$\varkappa = \frac{N\mu_B^2}{k\left(T - \frac{2A_1}{k}\right)} = \frac{N\mu_B^2/k}{T - \Theta}, \qquad (12.11)$$

cu $C' = N\mu_B^2/k$ și $\Delta = -\Theta$, fapt bine confirmat de experiență[1]).

Existența magnetizării spontane se manifestă nu numai în comportarea magnetică specifică a substanțelor feromagnetice. Experiența arată că și proprietățile *nemagnetice* ale corpurilor feromagnetice se deosebesc prin particularități (anomalii) din cele mai diferite, în special în vecinătatea punctului Curie[2]).

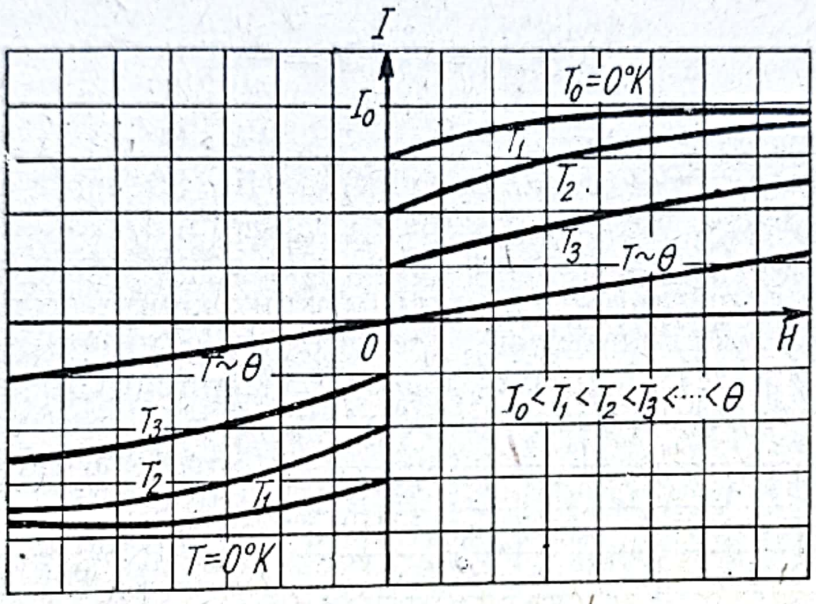


Fig. 49. Curbele de magnetizare idealizate ale unui corp feromagnetic izotrop, la diferite temperaturi.

De exemplu, *căldura specifică* a substanțelor feromagnetice prezintă o dependență anomală de temperatură, în comparație cu alte tipuri de corpuri solide. Sub forma cea mai generală, anomalia căldurii specifice poate fi explicată prin faptul că, la substanțele feromagnetice, în energia liberă apare un termen suplimentar de tipul (12.4), care depinde esențial de magnetizare. Acest termen ne dă tocmai o căldură specifică suplimentară (în comparație cu corpurile neferomagnetice) Δc, care este nece-

---

[1]) La temperaturi apropiate de Θ, experiența ne dă o abatere de la (12.11) și, afară de aceasta, în locul lui Θ (punctul feromagnetic Curie), în (12.11), trebuie să introducem o mărime întrucîtva diferită: $\Theta_p \neq \Theta$ (punctul paramagnetic Curie).

[2]) Aceste anomalii prezintă un maxim, cu un salt brusc înspre regiunea temperaturilor înalte, care folosește, în fapt, la determinarea experimentală exactă a punctului Curie [132, 149].

sară pentru distrugerea magnetizării spontane în timpul încălzirii corpului feromagnetic

$$\Delta c = \frac{dU}{dT} = -\frac{A_1 d(I_s^2)}{N\mu_0^2 dT}.$$

Folosind (12.7), găsim că, la punctul Curie, căldura specifică a corpurilor feromagnetice trebuie să sufere un salt de mărimea

$$\Delta c_{(T=0)} = \frac{3}{2} kN = \frac{3}{2} R \qquad (12.12)$$

(R este constanta universală a gazelor, dacă N este numărul de electroni într-un mol de gaz de spini). În fig. 50, se dă curba căldurii specifice a nichelului, după lucrarea lui Dorfman și Ianus [128]. Pe această curbă se vede saltul căldurii specifice la $T \sim \Theta$, salt a cărui mărime, recalculată pentru căldura atomică, este egală cu 1,08 R. Prin urmare, vedem că aspectul general al anomaliei observate la căldura specifică corespunde cu prevederile teoriei. Trebuie menționată existența unor mici resturi de anomalie a căldurii specifice și deasupra punctului Curie (v. mai jos).

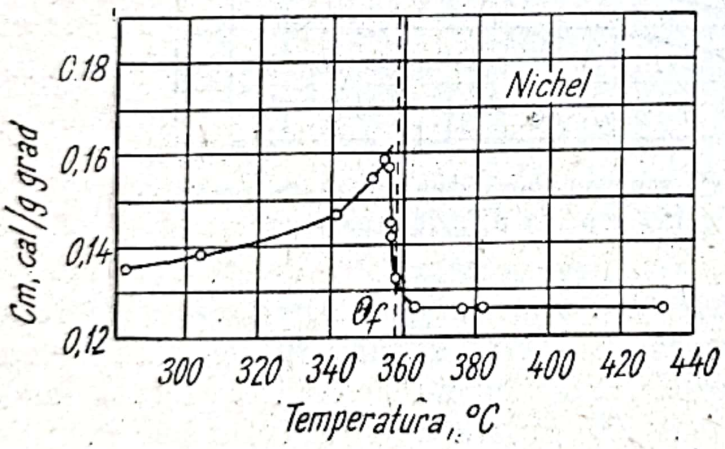


Fig. 50. Variația căldurii specifice a nichelului (după Dorfman și Ianus), în funcție de temperatură.

b) Precizarea teoriei „cîmpului molecular" în cadrul metodei statistice cuasiclasice [132]. În teoria expusă mai sus a „cîmpului molecular", interacțiunea dintre electroni era luată în seamă prea grosolan, prin simplă introducere a termenului suplimentar (12.4) în energie, termen care depinde de magnetizarea corpului. Un astfel de mod de a lua în considerare interacțiunea este echivalent cu a ține seama numai de ordinea la distanțe mari (ordinea magnetică la distanță) în așezarea spinilor. Pe de altă parte, după cum vom arăta mai jos, energia A_1 duce la forțe care acționează sensibil numai la distanțe apropiate. De aceea, starea de echilibru termodinamic a substanței feromagnetice trebuie să fie determinată de ordinea locală între spini.

Aici însă, trebuie menționat că, rămînînd în cadrul metodei statistice *clasice*, există pericolul de a obține rezultate care să nu coincidă nici măcar calitativ cu experiența, întrucît feromagnetismul este un fenomen esențialmente *cuantic*. Cu toate acestea, teoria cuasiclasică a „cîmpului molecular", cu luarea în considerare a ordinii locale, este incontestabil utilă din punct de vedere ilustrativ-calitativ.

Pentru prima dată, luarea în considerare a ordinii magnetice locale a fost efectuată în lucrările fizicianului sovietic Stilbans [129], care, folosind metoda cuasichimică dezvoltată în teoria ordinii aliajelor, a dat o explicație teoretică a „resturilor" de anomalie a căldurii specifice la temperaturi mai înalte decît punctul Curie. Aceste „resturi" sînt provocate de necesitatea de a distruge ordinea locală, care se conservă încă parțial și deasupra punctului Curie.

Dezvoltarea acestei metode a fost continuată de Vonsovski [131, 132], care a dat o explicație teoretică faptului experimental amintit mai sus cu privire la deosebirea dintre punctul Curie feromagnetic și punctul Curie paramagnetic și a arătat că susceptibilitatea paramagnetică în vecinătatea punctului Curie are o valoare finită și nu tinde către infinit, așa cum rezultă din (12.11), unde nu este luată în considerare ordinea locală.

Kaner [133] a dezvoltat o teorie statistică cuasiclasică a feromagnetismului, folosind metoda momentelor, aplicată și în teoria aliajelor care se ordonează.

Teoria cuasiclasică a feromagnetismului a fost de asemenea studiată în lucrările lui Montroll [134,135], Kramers [136], Onsager [137] și alții [138—143]. În legătură cu aceste lucrări, trebuie observat că aparatul foarte complicat folosit de autori nu este justificat, în virtutea faptului că afirmația inițială fundamentală a acestei teorii este greșită, întrucît ea ignorează caracterul specific cuantic al stării feromagnetice. Schema cuasiclasică poate, în cel mai bun, caz, să fie privită ca o ilustrare intuitivă grosolană cu caracter calitativ. Pasiunea calculelor complicate după schema cuasiclasică, în lucrările autorilor americani, este un fel de „rămășiță metafizică" în teoria modernă a feromagnetismului.

c) **Teoria termodinamică riguroasă a transformării feromagnetice.** Succesul teoriei fenomenologice a „cîmpului molecular", cu tot caracterul ei simplificat, ne arată că o serie de rezultate ale ei, care și-au găsit o bună confirmare calitativă în experiență, pot fi obținute din teoria termodinamică riguroasă.

Scanned with OKEN Scanner

După cum se știe, conform clasificării lui P.S. Ehrenfest [144] trecerea din starea feromagnetică în starea paramagnetică este o tranziție de fază de *speța a doua*. În punctul Curie, unde dispare magnetizarea spontană (ordinea „magnetică" la distanță), corpul feromagnetic își schimbă simetria printr-un salt. Acest salt nu produce o variație discontinuă a derivatelor *de ordinul întîi* ale potențialului termodinamic Φ (a entropiei, a volumului etc.); de aceea, de exemplu, în punctul Curie, nu există o căldură specifică latentă de transformare. Derivatele de ordinul doi ale lui Φ (căldura specifică, coeficientul de comprimare etc.) suferă, însă,un salt la $T = \Theta$.

Landau și Lifșiț [130, 145, 146], în lucrările lor fundamentale asupra teoriei termodinamice a tranzițiilor de fază, au dat o metodă generală de analiză a tranzițiilor de speța a doua. La cazul feromagnetismului, această metodă a fost aplicată de Vonsovski [132, 147], precum și de Ghinzburg [148].

Landau arată (v. [130]) că, în cazul general, simetria cristalului este determinată de simetria nu numai a densității electronice $\rho(x, y, z)$, ci și a funcției vectoriale densitatea medie de curent $\vec{j}(x, y, z)$.

La majoritatea covîrșitoare a corpurilor, avem $\vec{j} = 0$, iar în corpurile în care $\vec{j} \neq 0$[1]) poate apărea și un moment magnetic diferit de zero $\int (\vec{r} \times \vec{j})\, dv \neq 0$. Asemenea corpuri sînt feromagnetice. Dacă însă momentul magnetic este egal cu zero, avem de-a face cu corpuri antiferomagnetice [2]). De obicei, tranziția de fază de speța a doua este descrisă termodinamic prin introducerea unui anumit parametru de simetrie a corpului, ξ. În cazul transformării feromagnetice, rolul lui ξ îl joacă pătratul magnetizării reale

$$\xi = y^2 = I_s^2/I_0^2. \qquad (12.13)$$

În vecinătatea punctului Curie, avem $y \ll 1$, și potențialul Φ, considerat ca funcție de presiunea p, temperatura T și magnetizarea y, poate fi reprezentat sub forma unei serii după pute-

[1]) Din considerații termodinamice, integrala $\int \vec{j}\, dv$, extinsă la volumul probei, este egală cu zero, deoarece, în caz contrar, ar apărea o mare energie a cîmpului magnetic al curentului macroscopic.

[2]) Ipoteza existenței unor astfel de corpuri a fost emisă pentru prima dată (în anul 1933) de L. D. Landau.

rile crescătoare ale parametrului mic ξ și ne putem limita la primii termeni ai dezvoltării

$$\Phi(p, T, \xi) = \Phi_0(p, T) + \Phi_1(p, T)\,\xi + \Phi_2(p, T)\,\xi^2 + \ldots \quad (12.14)$$

Se poate arăta că, în vecinătatea punctului Curie, primii coeficienți ai dezvoltării sînt de forma

$$\Phi_1(p, T) \cong a\,(T - \Theta),$$

$$\Phi_2(p, T) \sim b\left(\frac{\partial b}{\partial T} \sim 0, b > 0\right).$$

De aceea, din condiția de echilibru termodinamic, obținem, pentru (12.14)

$$y = \frac{I_s}{I_0} = \sqrt{\frac{a}{2b}}\sqrt{\Theta - T}\,. \quad (12.15)$$

Prin urmare, cu aproximația factorului $\sqrt{\frac{a}{2b}}$, independent de temperatură, (12.15) coincide cu rezultatul (12.7), oținut în teoria aproximată a „cîmpului molecular". Spre deosebire de (12.7) însă, formula (12.15) este obținută aici în cele mai generale ipoteze de tip pur termodinamic, fără nici un fel de simplificări. Tocmai de aceea, (12.15) trebuie considerat ca o confirmare a justeței calitative a teoriei aproximate expuse mai sus a „cîmpului molecular", pentru temperaturi apropiate de punctul Curie.

Teoria termodinamică generală ne permite, mai departe, să obținem saltul căldurii specifice în punctul Curie și ne dă o imagine generală a diagramelor echilibrului între faza feromagnetică și faza paramagnetică pe planele diverșilor parametri termodinamici [132, 149]. În particular, în planul presiune—temperatură, există o linie de puncte Curie. În planul temperatură — cîmp magnetic, o asemenea linie nu există deoarece, la $H \neq 0$, nu are sens, în general, să vorbim de transformarea de fază feromagnetică, întrucît, în acest caz, ordinea „magnetică" la distanță nu dispare. În consecință, în diagrama $T - H$, punctul Curie este un punct izolat, situat pe axa $H = 0$ [150].

Teoria termodinamică expusă poate fi precizată după schema propusă de Landau (v. lucrarea lui Lifșiț [62]) pe exemplul difracției razelor Roentgen în aliajele ce se ordonează în vecinătatea temperaturii tranziției de fază. Pentru acest caz, Landau a luat în considerare fluctuația parametrului de ordine la temperaturi

mai mari decît punctul de tranziție de fază. La feromagnetism, această metodă a fost aplicată de Vonsovski [132, 147], care a determinat variația cu temperatura a anomaliilor căldurii specifice deasupra punctului Curie.

§ 13. TEORIA MAGNETIZĂRII SPONTANE A CORPURILOR FEROMAGNETICE

a) **Teoria de schimb a feromagnetismului.** Din evaluările ordinului de mărime al energiei A_1 în (12.4) [1]), obținute în teoria fenomenologică a „cîmpului molecular", rezultă inconsistența totală a explicării cauzelor apariției magnetizării spontane pe baza unei „concepții magnetice". Natura nemagnetică a „cîmpului molecular" în corpurile feromagnetice a fost demonstrată în experiențele lui I. G. Dorfman [152] (în 1927), care a măsurat devierea electronilor care traversau o foiță feromagnetcă magnetizată.

Rezolvarea „enigmei" feromagnetismului a putut fi dată numai în mecânica cuantică. Una dintre consecințele acesteia este existența unei dependențe a energiei electrostatice a colectivului electronic de magnetizarea lui, dependență determinată de principiul lui Pauli, așa cum am văzut mai sus, studiind exemplul paramagnetismului gazului electronic liber (§ 9). Afarăde aceasta, în experiențele relative la efectul giromagnetic [132], a fost bine stabilit faptul că purtătorii elementari ai momentului magnetic în corpurile feromagnetice sînt spinii electronici (v. mai jos, § 16). De aceea, a devenit evident că *feromagnetismul este o formă specifică a paramagnetismului de spin*. Din compararea acestui adevăr stabilit experimental cu proprietățile magnetice examinate mai sus ale corpurilor paramagnetice de tipul metalelor alcaline, rezultă imediat că explicația feromagnetismului nu poate fi dată fără a ține seamă de interacțiunea electronică. Ideea lui Frenkel [153] se reduce tocmai la faptul că proprietățile slab paramagnetice ale gazului de electroni liberi, văzute de Dorfman [52] și explicate de Pauli [82], nu sînt generale și, în cazul cînd avem o interacțiune electrostatică puternică între electroni, dependența esențială a energiei lor de magnetizare poate avea un caracter exact opus, adică poate face ca starea magnetizată să fie energetic mai favorabilă.

---

[1]) Această evaluare poate fi făcută pe baza valorii punctelor Curie pentru materialele feromagnetice reale.

Frenkel [153] și, numai ulterior, Heisenberg [154] au dat prima formulare matematică a acestei idei pe baza unui model „de schimb" simplificat, conform căruia întreaga dependență de magnetizare, determinată de principiul lui Pauli, apare prin intermediul energiei de schimb. Este clar că numai luarea în considerare a proceselor de schimb electronic și renunțarea la calculul riguros al spectrului energetic, chiar în acest model simplificat (luarea în considerare numai a centrelor de greutate energetice), nu puteau da rezultate *cantitative* cît de cît precise. Trăsăturile calitative ale feromagnetismului, însă, au căpătat aici o explicație principială completă. Succesul fundamental al ideii lui Frenkel și al primei lui formulări cantitative constă în faptul că s-a putut obține un ordin de mărime corect al energiei A_1 în (12.4).

Modelul de schimb, în prima lui variantă, este o generalizare a celei mai simple probleme din chimia cuantică, problema moleculei de hidrogen. Se consideră un ansamblu format dintr-un mare număr N de atomi „hidrogenoizi" cu un electron exterior s. În aproximația de ordin zero, interacțiunea dintre atomi este complet neglijată. Luarea în considerare a interacțiunii electronice se face conform schemei din teoria obișnuită a perturbațiilor. Totodată, se presupune că stările sistemului, în care doi electroni exteriori se găsesc în același atom (adică stările polare), sînt energetic atît de nefavorabile, încît pot fi neglijate. Această ipoteză ne permite să considerăm, în primă aproximație, numai efectele de *schimb* dintre electronii unor atomi diferiți. Corecția în energie ε, în primă aproximație, se datorește tocmai acestor efecte și se obține în mod obișnuit, din elementul de matrice al operatorului cuantic al energiei $\hat{H}$ al sistemului (cu luarea în considerare a interacțiunii), calculat cu ajutorul funcțiilor de undă „de ordinul zero" $\psi^0_{h_1 \dots h_r} = \psi^0_{h_i}$ (fără luarea în considerare a interacțiunii), care, în afară de coordonatele electronilor, depind de cei r indici ai atomilor h_i cu spini „drepți" $(h_1, h_2, \dots h_r)$; în consecință, avem

$$\varepsilon(h_1, \dots, h_r) = \int \psi^{0*}_{h_i} H \psi^0_{h_i} d\tau. \tag{13.1}$$

În calculul lui ε, însă, se face încă o simplificare și anume: se calculează valoarea medie (centrul de greutate energetic) a acestei corecții pentru un număr dat r de spini „drepți", adică pentru o magnetizare dată a sistemului. De obicei, funcțiile de undă „de ordinul zero" $\psi^0_{h_i}$ se aleg sub forma unei combinații antisimetrice de produse ale funcțiilor atomice monoelectronice

$\varphi_j(\vec{r}_i)\, C_\alpha\, (\vec{\sigma}_i)$, unde j este numărul nodului reţelei, $\vec{r}_i$ raza vectoare spaţială a electronului i, iar $\vec{\sigma}_i$ coordonata lui de spin. Indicele are două valori: $\alpha = R$ sau $\alpha = L$, în funcţie de orientarea „dreaptă" sau „stîngă" a spinului. În consecinţă, avem.

$$\psi^0_{h_i} = \sum_{(P)} (-1)^P\, \varphi_1(\vec{r}_1) \quad \ldots \varphi_N(\vec{r}_N)\, C_R\, \vec{\sigma}_{h_1} \ldots$$
$$\ldots C_R\, (\vec{\sigma}_{h_r})\, C_L\, (\vec{\sigma}_{h_1}) \quad \ldots C_L\, (\vec{\sigma}_{h_{N-r}}), \qquad (13.2)$$

unde $k_1, k_2, \ldots, k_{N-r}$ sînt numerele celor $N - r$ noduri ale reţelei cu spini „stîngi" şi P este simbolul permutării coordonatelor a doi electroni între nodurile reţelei. O astfel de alegere a funcţiei $\psi^0_{h_i}$ dă naştere unei dificultăţi legate de ortogonalitatea neriguroasă a funcţiilor atomice $\varphi_j\, (\vec{r}_i)$. Însă Bogoliubov [155] a dat o metodă generală de a evita această dificultate şi de a înlocui sistemul de funcţii atomice printr-un alt sistem echivalent de funcţii ortogonale $\theta_j(\vec{r}_i)$.

Mai intuitiv, calculul centrului de greutate energetic poate fi efectuat prin studiul formei „vectoriale" a operatorilor spinilor electronici. În această reprezentare, operatorul energiei sistemului de electroni, cu aproximaţia unor constante aditive şi cu neglijarea forţelor magnetice, este de forma [132]

$$\hat{H} = -2 \sum_{qq'} A_{qq'}\, \hat{\sigma}_q\, \hat{\sigma}_{q'}, \qquad (13.3)$$

unde $\hat{\sigma}_q$ este operatorul (vectorul sau, mai precis, spinorul) spinului electronic al atomului q, $A_{qq'}$ integrala de schimb electronic dintre atomii q şi q', care se scrie, aproximativ, astfel:

$$A_{qq'} = \int \varphi^*_q\, (\vec{r})\, \varphi^*_{q'}\, (\vec{r})\, \varphi_q\, (\vec{r}')\, \varphi_{q'}\, (\vec{r}') \times$$
$$\times \left[U_{qq'}\, (|\vec{r} - \vec{r}'|) + G_q(\vec{r}') + G_{q'}(\vec{r})\right] d\tau d\tau', \qquad (13.4)$$

unde $\varphi_q\, (\vec{r})$ este funcţia de undă a electronului s al unui atom izolat, $G_q\, (\vec{r})$ energia potenţială a electronului în cîmpul ionului q, $U_{qq'}(|\vec{r} - \vec{r}'|)$ energia de interacţiune a electronilor s ai atomilor q şi q'. Avînd în vedere că valoarea integralei de schimb $A_{qq'}$ scade repede, o dată cu creşterea distanţei dintre ionii q şi q',

în suma (13.3) ne putem limita numai la vecinii cei mai apropiați și, introducînd notația

$$A_{q,q\pm1}=A, \tag{13.5}$$

putem scrie

$$\hat{H}=-2A\sum_{\text{(după vecini)}}\hat{\sigma}_q\hat{\sigma}_{q'}. \tag{13.6}$$

Pentru pătratul vectorului rezultant al spinului tuturor electronilor în cristal, avem

$$\left(\sum\hat{\sigma}_q\right)^2=\sum_q\hat{\sigma}_q^2+\sum_{q\neq q'}\hat{\sigma}_q\hat{\sigma}_{q'}=N\sigma(\sigma+1)+$$

$$+\sum_{q\neq q'}\hat{\sigma}_q\hat{\sigma}_{q'}=\sigma'(\sigma'+1),$$

unde σ' este numărul cuantic de spin (v. § 2) al întregului colectiv de N electroni, iar σ cel al electronului dintr-un nod al cristalului. Numărul termenilor din suma dublă a produselor de doi factori este egal cu $N(N-1)$. De aceea valoarea medie a unui singur termen din suma dublă este

$$\overline{\hat{\sigma}_q\hat{\sigma}_{q'}}=\frac{\sigma'(\sigma'+1)-N\sigma(\sigma+1)}{N(N-1)}.$$

Numărul termenilor în suma (13.6) este egal cu $\frac{1}{2}Nz$, unde z este numărul celor mai apropiați vecini. De aceea, valoarea medie a lui $\hat{H}$ este

$$\overline{\hat{H}}=-\frac{zA}{N-1}[\sigma'(\sigma'+1)-N\sigma(\sigma+1)].$$

Spinul rezultant σ la un nod individual al rețelei este de ordinul lui 1, iar σ' este de ordinul magnetizării m a întregului sistem (în unități μ_B). De aceea, în corpurile feromagnetice, cu aproximația mărimilor de ordinul $\sim 1/N$, avem

$$\overline{\hat{H}}=-\frac{z\sigma A}{N}m^2=-Nz\sigma Ay^2. \tag{13.7}$$

Din compararea lui (13.7) cu (12.4), se vede dintr-o dată echivalența formală a teoriei cuantice a feromagnetismului cu teoria

„cîmpului molecular", dacă punem $z\sigma A = A_1$; de aceea, toate rezultatele acesteia din urmă pot fi aplicate la teoria de față. În teoria cuantică, însă, existența energiei A nu este, pur și simplu, postulată teoretic, ci este un rezultat al calculului, care arată, și el, că valoarea absolută a lui A din (13.4) este suficientă pentru a obține un punct Curie $\sim 1\,000°$ K, așa cum s-a observat și experimental.

Rezultatele cantitative ale modelului de schimb sînt, desigur, foarte grosolane. Singurele concluzii cantitative corecte sînt: variația cu temperatura a susceptibilității paramagnetice [legea Curie-Weiss (12.11)] și variația cu temperatura a magnetizării spontane în vecinătatea punctului Curie (12.7). Valoarea coeficienților numerici care figurează în aceste formule teoretice nu concordă, însă, cu experiența. Pentru temperaturile joase (domeniul din vecinătatea saturației absolute), modelul de schimb duce la un rezultat greșit (12.8).

În expresia integralei de schimb (13.4), se vede că ea poate avea orice semn, întrucît, chiar dacă funcția $\varphi_q(\vec{r})$ este pozitivă, energiile U și G figurează sub integrală cu semne diferite. Pe de altă parte, tocmai semnul integralei de schimb determină dacă starea magnetizată cu $y = \pm 1$ corespunde minimului energiei $\hat{H}$ din (13.7) sau, invers, starea demagnetizată cu $y = 0$. De aceea, putem spune că *semnul pozitiv al integralei de schimb* $(A > 0)$ *este o condiție necesară pentru apariția feromagnetismului*. Dat fiind însă că modelul de schimb este aproximativ, acest criteriu nu poate avea caracterul unei condiții suficiente (v. mai jos)[1]).

S-au făcut încercări de a îmbunătăți modelul de schimb în partea lui statistică, adică în calculul sumei statistice [133],

[1]) Din formula (13.4), rezultă că integrala de schimb este o funcție de distanța dintre nodurile rețelei cristaline q și q' și depinde, de asemenea, de forma funcțiilor de undă $\varphi_q(\vec{r})$. Bethe (v.[156]) a dat o analiză calitativă a acestei dependențe a mărimii și semnului integralei de schimb. El a stabilit că semnul pozitiv intervine dacă 1)funcțiile de undă $\varphi_q(\vec{r})$ și $\varphi_{q'}(\vec{r})$ sînt mici în vecinătatea nucleelor și 2) distanța dintre noduri este mare în comparație cu razele orbitelor corespunzătoare acestor funcții de undă. Condițiile acestea sînt bine satisfăcute de funcțiile de undă cu numărul cuantic azimutal mare, adică pentru electronii din stratul $3d$ sau $4f$, ceea ce se și întîmplă în corpurile feromagnetice reale. Trebuie, însă, observat că considerațiile lui Bethe au un caracter prea calitativ, întrucît însăși expresia integralei de schimb (13.4) este rezultatul unei aproximații foarte grosolane (mai amănunțit v. pag. 108 din carte [132]).

însă spectrul energetic exact era înlocuit aici, din nou, cu o schemă grosolană a unor centre de greutate pe benzi de energie.

b) **Teoria undelor de spin sau a feromagnonilor.** Primul pas înspre o nouă îmbunătățire a teoriei cuantice de schimb a feromagnetismului, dată de Frenkel, a constat în renunțarea la introducerea centrelor de greutate energetice (13.7) și într-un calcul mai riguros al spectrului energetic al sistemului de electroni în interacțiune. Această problemă poate fi rezolvată destul de riguros, dar numai în cazul limită al temperaturilor joase, cînd cristalul se găsește în vecinătatea stării de saturație magnetică absolută. În acest caz, aproape toți spinii electronilor au proiecția orientată într-un singur sens (de exemplu, „spre stînga"). Folosind acest fapt, putem găsi valorile proprii exacte ale operatorului energiei (13.6). Se constată că, în vecinătatea saturației magnetice, energia colectivului de electroni poate fi reprezentată ca sumă a energiilor „excitărilor elementare". Pentru a arăta aceasta, trebuie, înainte de toate, să aducem operatorul energiei (13.6) la forma diagonală. Pentru aceasta, în locul operatorilor $\hat{\vec{\sigma}}_q$, introducem operatorii noi φ_q, φ_q^+, ψ_q și ψ_q^+, care satisfac următoarele relații:

$$\varphi_q \varphi_q^+ + \psi_q \psi_q^+ = 1, \tag{13.8}$$

$$\sum_{q=1}^{N} \varphi_q \varphi_q^+ = r, \tag{13.9}$$

$$\sum_{q=1}^{N} \psi_q \psi_q^+ = N - r, \tag{13.10}$$

$$\varphi_{q'}^+ \varphi_q - \varphi_q \varphi_{q'}^+ = \delta_{qq'}, \quad \psi_{q'}^+ \psi_q - \psi_q \psi_{q'}^+ = \delta_{qq'},$$
$$\psi_{q'}^+ \varphi_q - \varphi_q \psi_{q'}^+ = 0. \tag{13.11}$$

Legătura dintre acești operatori noi și $\hat{\vec{\sigma}}_q$ este dată de formulele

$$\left.\begin{aligned} \hat{\sigma}_{zq} &= \sigma(\varphi_q \varphi_q^+ - \psi_q \psi_q^+), \\ \hat{\sigma}_{xq} &= \sigma\,(\varphi_q \psi_q^+ + \psi_q \varphi_q^+), \\ \hat{\sigma}_{yq} &= \frac{\sigma}{i}\,(\varphi_q \psi_q^+ - \psi_q \varphi_q^+). \end{aligned}\right\} \tag{13.12}$$

Este ușor de văzut că, în virtutea relației (13.12), operatorul (13.6), cu aproximația unei constante aditive, ia forma

$$\hat{H} = 4\sigma \sum_{q \neq q'} A_{qq'} (\varphi_q \psi_{q'} - \psi_q \varphi_{q'})(\varphi_q^+ \psi_{q'}^+ - \psi_q^+ \varphi_{q'}^+). \quad (13.13)$$

Operatorii $\varphi_q \varphi_q^+$ și $\psi_q \psi_q^+$ reprezintă, respectiv, densitatea spinilor „drepți" și „stîngi" în nodul q al rețelei. În virtutea lui (13.8), putem pune, în stările apropiate de saturație („spre stînga"),

$$\psi_q \psi_q^+ \approx 1 \text{ și } \varphi_q \varphi_q^+ \ll 1;$$

atunci operatorul (13.13), ținînd seamă de relația de comutare (13.11), ia forma

$$\hat{H} = 2\sigma \sum_{q,q'} A_{qq'} (\varphi_q \varphi_q^+ - \varphi_q \varphi_{q'}^+). \quad (13.14)$$

În (13.14), în locul operatorilor φ_q și φ_q^+, introducem coeficienții lor din dezvoltarea în serie Fourier, conform următoarelor egalități;

$$\varphi_\nu = N^{-1/2} \sum_{q=1}^{N} e^{i(k_\nu \cdot \vec{r}_q)} \varphi_q; \quad \varphi_\nu^+ = N^{-1/2} \sum_{q=1}^{N} e^{-i(k_\nu \cdot \vec{r}_q)} \varphi_q^+, \quad (13.15)$$

unde $\vec{r}_q$ este raza vectoare între o origine arbitrară a coordonatelor și nodul q al rețelei cristaline, constanta rețelei fiind luată ca unitate de lungime, iar $\vec{k}_\nu$ este vectorul cuasiimpulsului. Condițiile de periodicitate cer ca mărimile acestor vectori să satisfacă următoarele relații:

$$k_{\nu x} = \frac{2\pi \nu_x}{G_x}, \quad k_{\nu y} = \frac{2\pi \nu_y}{G_y}, \quad k_{\nu z} = \frac{2\pi \nu_z}{G_z} \quad (13.16)$$

unde ν_x, ν_y, ν_z sînt numere întregi cuprinse între limitele

$$-\frac{G_x}{2} \leqslant \nu_x \leqslant \frac{G_x}{2} - 1; \quad -\frac{G_y}{2} \leqslant \nu_y \leqslant \frac{G_y}{2} - 1; \quad -\frac{G_z}{2} \leqslant \nu_z \leqslant \frac{G_z}{2} - 1,$$

iar G_x G_y, G_z sînt dimensiunile cristalului în lungul axelor x, y, z, constanta rețelei fiind luată ca unitate. În virtutea lui (13.11), relațiile de comutare ale noilor operatori vor avea următoarea formă:

$$\varphi_\nu \varphi_{\nu'}^+ - \varphi_{\nu'}^+ \varphi_\nu = \delta_{\nu\nu'} \text{ etc.} \quad (13.17)$$

Folosind (13.17) și (13.15), găsim, pentru (13.14),

$$\hat{H} = 2\sigma \sum_{\nu} C_{\nu} \varphi_{\nu} \varphi_{\nu}^{+}, \tag{13.18}$$

unde am introdus notația prescurtată

$$C_{\nu} = \sum_{h} A_h(r_h) \left[1 - e^{i(\vec{k}_{\nu} \cdot \vec{r}_h)} \right] \tag{13.19}$$

(aici $h = q' - q$ și $\vec{r}_h = \vec{r}_{q'} - \vec{r}_q$).

După cum rezultă din definiție, valorile proprii ale operatorului $\varphi_{\nu}\varphi_{\nu}^{+}$ sînt numere întregi

$$\varphi_{\nu}\varphi_{\nu}^{+} = n_{\nu} = 0, 1, 2, 3, \ldots \tag{13.20}$$

În modul acesta, valorile proprii ale operatorului energiei pentru un sistem de electroni în interacțiune într-o substanță feromagnetică, care se găsește într-o stare apropiată de saturație, vor fi de forma

$$E = \sum_{\nu} n_{\nu} C_{\nu}. \tag{13.21}$$

Dacă trecem la aproximația luării în considerare numai a vecinilor, adică dacă punem în (13.19) $h = \pm 1$ și $A_{-1} = A_1 = A$, (13.21) se va scrie sub forma

$$E = \text{const} + \sum_{k_{\nu}} n_{k_{\nu}} \varepsilon(k_{\nu}), \tag{13.22}$$

unde $n_{k_{\nu}}$ este numărul de excitări elementare cu cuasiimpulsul k^{ν}. În felul acesta, din faptul că energia sistemului de electroni în interacțiune, în cazul limită considerat, poate fi reprezentată sub forma unei sume a energiilor de tipul (13.22), în care energia excitării elementare (de exemplu, pentru un cristal feromagnetic cu rețea cubică simplă) are, în conformitate cu (13.19), următoarea formă

$$\varepsilon(\vec{k}_i) = 2z\sigma A \left[(1 - \cos k_{ix}) + (1 - \cos k_{iy}) + (1 - \cos k_{iz}) \right]$$

sau, pentru valori mici al vectorilor cuasiimpulsurilor.

$$\varepsilon(k_i) \sim z\sigma A \left(k_{ix}^2 + k_{iy}^2 + k_{iz}^2 \right) = z\sigma A k_i^2, \tag{13.23}$$

rezultă că acestor excitări le putem asocia niște „cuasiparticule", așa-numitele *unde de spin* sau *feromagnoni*, avînd masa efectivă

$$m^* = \frac{\hbar^2}{2d^2 \sigma z A}, \tag{13.24}$$

unde d este constanta rețelei; deoarece însă, în virtutea relației (12.6), avem $2\sigma zA \sim k\Theta$, rezultă că m^* este determinat de temperatura Curie, adică

$$m^* \sim \frac{\hbar^2}{d^2 k\Theta}. \qquad (13.24a)$$

În această variantă îmbunătățită a teoriei, feromagnetismul este privit în mod consecvent ca un fenomen „cooperativ", adică ca un rezultat al interacțiunii electrostatice puternice dintre electronii din rețeaua cristalină a metalului. Acest sistem de electroni în interacțiune este privit ca un colectiv multielectronic unitar în care fiecare electron individual și-a pierdut, în mare măsură, individualitatea sa „liberă" și nu mai poate fi, principial, privit ca o particulă de gaz „perfect". Dar, în cazul limită al stărilor apropiate de saturație (temperaturi joase), mișcarea colectivă complicată a sistemului multielectronic are, după cum se constată, caracterul mișcării unui gaz „perfect" de „cuasi particule" — feromagnoni [546]. Procedeul introducerii feromagnonilor simplifică mult toate calculele, dar, în același timp, păstrează întreg caracterul specific al tratării multielectronice a fenomenului. Totodată, trebuie, desigur, să ținem minte întotdeauna că feromagnonii sînt „cuasiparticule", care constituie una dintre reprezentările aproximative posibile ale mișcării colective reale și complexe a electronilor, care interacționează puternic între ei. Credem că metoda introducerii cuasiparticulelor în tratarea problemelor multielectronice are o mare importanță principială și este legată de natura dialectică a microparticulelor în general. Întregul ansamblu de fenomene cunoscute nouă din microcosm ne convinge că acestor fenomene le este inerentă o unitate dialectică a continuului și discontinuului, ceea ce se exprimă, de obicei, prin „dualismul undelor și particulelor". Mecanica cuantică nerelativistă modernă este, însă, o teorie prea grosolană pentru a explica natura acestui dualism. Ea nu face decît să admită acest fapt ca atare și îl pune la baza analizei aproximative a mecanismului fenomenelor în domeniul microcosmului. În acest caz, în virtutea caracterului ei aproximativ, mecanica cuantică ține seamă numai de acele legături reale în comportarea microparticulelor, care se referă la interacțiunea dintre aceste particule și mediul lor material, în timp ce acest mediu însuși este privit, ca și mai înainte, ca un corp macroscopic *clasic* a cărui structură microscopică o neglijăm. Cînd considerăm, în mecanica cuantică, sisteme formate din *mai multe* microparticule, atunci în interiorul

acestor sisteme, natura dialectică a particulelor duce la fenomene calitativ noi, a căror înțelegere este inaccesibilă în cadrul teoriei clasice. În particular, în însăși posibilitatea aplicării metodei cuasiparticulelor se manifestă, credem, natura dialectică a microfenomenelor. Însăși noțiunea de particulă se precizează. Avem de-a face nu cu particule „înghețate", date o dată pentru totdeauna, străine de noțiunea de continuitate, ci cu o manifestare *discretă* a cîmpurilor de undă continue. Este posibil ca și electronii înșiși să fie, în acest sens, cuasiparticule ale unor cîmpuri de undă electronice, o manifestare discretă a unor formațiuni materiale unitare, care reprezintă unitatea dialectică a contrariilor. În legătură cu această problemă, atragem atenția cititorului asupra articolelor lui D. I .Blohințev [157] și I. I. Frenkel [158], care conțin o discuție completă a unor probleme analoge.

Rezultatele cele mai importante ale teoriei multielectronice a undelor de spin (a feromagnonilor), dezvoltată de Bloch [159], Bethe [157], Holstein și Primakoff [160] și Ahiezev [161], este obținerea variației cu temperatura a magnetizării spontane, în vecinătatea lui 0°K, variație care are următoarea formă:

$$I_s = I_0 (1 - \alpha T^{3/2}) \tag{13.25}$$

unde coeficientul α depinde de tipul rețelei și de integrala de schimb A[1]). Landau presupune că, prin determinarea experimentală a coeficientului α, putem determina astăzi cel mai precis energia de schimb A, întrucît, în deducerea formulei (13.25). se face un număr minim de ipoteze arbitrare cu privire la model.

Generalizarea teoriei feromagnonilor pentru cazul temperaturilor mai înalte întîmpină mari dificultăți matematice, care se reduc la faptul că, o dată cu creșterea temperaturii, cînd intră în joc nivelele mai înalte ale spectrului energetic al sistemului, energia sistemului nu poate fi bine aproximată ca o sumă de excitări elementare. Cu alte cuvinte, „gazul" de feromagnoni nu mai poate fi considerat „perfect"[2]).

---

[1]) În cazul unui cristal cubic, cu rețea de tipul unui cub centrat, avem

$$I_s = I_0 \left[1 - \frac{0{,}0587}{2\sigma}\left(\frac{kT}{2\sigma A}\right)^{3/2}\right]. \tag{13.25a}$$

După măsurătorile lui Fallot [163], avem pentru fier, $\alpha = 3{,}5 \cdot 10^{-6}$; de aceea, pentru $\sigma = 1$, avem $A = 205\ k$, adică $A \sim 2 \cdot 10^{-14}$ erg.

[2]) S-au făcut încercări de a studia gazul „neideal" de feromagnoni [164, 165], prin introducerea formală a unor termeni de corecție în formulele teoriei undelor de spin, după același procedeu ca și la trecerea de la ecuația de stare a gazelor perfecte la ecuația lui Van der Waals. Introducerea arti-

Holstein și Primakoff [160], precum și Ahiezer [161] au completat teoria feromagnonilor prin luarea în considerare a interacțiunii magnetice (dipolare) [1]. Aceasta a dus la apariția unor termeni „magnetici" suplimentari în (13.22). S-a putut obține o descriere consecventă (spre deosebire de cea fenomenologică) a magnetizării paramagnetice reale a substanțelor feromagnetice. S-a constatat că, la temperaturi joase și la cîmpuri nu prea slabe ($H \sim 4\pi I_s$), susceptibilitatea unui astfel de *efect para* depinde de cîmp și de temperatură, potrivit formulei [2]

$$\varkappa_p \sim \frac{T}{\sqrt{H}}. \qquad (13.26)$$

După cum arată experiențele lui Polley [166] și, în special, ale lui Parfenov [167], această dependență există în realitate, într-un mare număr de substanțe feromagnetice cercetate.

Ahiezer [161] a studiat, pentru prima dată în teoria cuantică a feromagnetismului, problema cinetică a interacțiunii gazului de feromagnoni cu gazul de fononi, care reprezintă oscilațiile termice ale rețelei cristaline a metalului. Aceasta i-a dat posibilitatea să studieze cu ajutorul schemei generale a ecuației cinetice procesele de relaxare în corpurile feromagnetice la temperaturi joase și să determine timpurile τ_s de stabilire a echilibrului termic în gazul de feromagnoni și τ_{sf} între gazul de feromagnoni și fononi. În acest caz, s-a găsit că, în domeniul considerat al temperaturilor joase $\tau_s \ll \tau_{sf}$, are sens introducerea unei temperaturi a gazului de feromagnoni, diferită de temperatura rețelei. Ahiezer a reușit, de asemenea, să calculeze viața medie a unei asemenea stări cu două temperaturi a substanței feromagnetice (v. § 16).

---

ficială în teorie a unui mare număr de „constante" răpește acestei teorii toate avantajele caracterului ei universal și dă numai o impresie falsă de succes, provenită din alegerea arbitrară nejustificată a valorilor numerice ale acestor constante.

[1]) Din nefericire, nu s-a reușit, deocamdată, să se țină seama, sub aceeași formă generală, de influența așa numitei interacțiuni magnetice spin-orbită, care joacă un rol important în fenomenul de anizotropie magnetică, alături de interacțiunea magnetică (v. § 14). Dar, chiar fără luarea în considerare a acestei interacțiuni, îmbunătățirea menționată a teoriei prezintă un interes real.

[2]) Aspectul, oarecum paradoxal al creșterii susceptibilității paramagnetice o dată cu temperatura, are o interpretare intuitivă simplă. Potrivit formulei (13.25), numărul spinilor „eliberați" de magnetizarea spontană crește cu temperatura după legea $T^{3/2}$, iar în virtutea interacțiunii puternice, susceptibilitatea efectului para al acestor electroni scade cu temperatura, nu după legea clasică $\sim 1/T$, ci are o descreștere mai lentă $\sim 1/\sqrt{T}$; de aici rezultă imediat (13.26).

c) **Îmbunătățirea teoriei feromagnonilor.** În dezvoltarea teoriei *multielectronice*[1]) a feromagnetismului, trebuia urmată calea precizării modelului de schimb și a generalizării lui pentru cazul aliajelor metalice și al semiconductorilor electronici. Modelul de schimb al lui Frenkel elimină complet din considerație toate procesele în care se produce un transport de sarcină electronică. Prin aceasta, modelul nu ne permite să studiem fenomenul de conductibilitate electrică și, de aceea, riguros vorbind, este aplicabil numai pentru descrierea *dielectricilor* feromagnetici. Pentru a face ca teoria să fie aplicabilă la *metalele* feromagnetice, trebuie să ținem seamă de așa-numitele stări polare, în care sînt posibile procesele de transport al sarcinii electrice de către electroni. Un asemenea model polar[2]) ne permite, cel puțin în principiu, să analizăm într-o schemă unică toate proprietățile metalelor și semiconductorilor electronici.

După cum se știe, elementele feromagnetice fac parte din grupa metalelor de tranziție, adică a elementelor ai căror atomi în stare izolată au pături electronice incomplete ($3d$ sau $4f$). Existența acestor pături incomplete, cu moment magnetic de spin necompensat (v. §2) constituie cauza inițială a fenomenului feromagnetismului. Desigur, cînd atomii elementelor feromagnetice se condensează într-un cristal, structura învelișurilor lor electronice este perturbată. Datorită interacțiunii, electronii exteriori ai atomilor își pierd apartenența lor individuală la anumite noduri ale rețelei și formează un colectiv unitar de electroni ai întregii rețele, considerată global. Într-o măsură mai pronunțată, aceasta este valabil pentru electronii cei mai depărtați: electronii de valență $4s$ (de exemplu, electronii $4s$ în cazul fierului, nichelului și cobaltului). Electronii din straturile interioare incomplete ($3d$ sau $4f$) sînt supuși în, măsură mai mică, acestei colectivizări, dar își schimbă, desigur, comportarea „individuală“

---

[1]) În literatură, există un mare număr de lucrări ale fizicienilor americani din școala lui Slater, Van Vleck precum și a englezilor Stoner. Mott și alții, în care problema feromagnetismului este tratată de pe pozițiile modelului monoelectronic al metalului. Aceste încercări nu sînt justificate din punct de vedere teoretic și, de aceea, nu pot pretinde să dea o explicație consecventă a fenomenului eminamente „cooperativ“ al feromagnetismului. De aceea, descrierea acestei lucrări a fost omisă de noi. O critică mai amănunțită a acestora se găsește în [132].

[2]) Un asemenea model a fost dezvoltat pentru prima dată de către Șubin și Vonsovski [169]. Formularea matematică cea mai corectă a acestui model există în cercetările fundamentale ale lui N. N. Bogoliubov și S. V. Tiablikov [155, 171].

formînd un sistem unitar în interacțiune. Electronii *s* exteriori sînt, în special, responsabili de fenomenele din cristale legate de procesele de transport al sarcinii electrice (conductibilitatea electrică, conductibilitatea termică, proprietățile optice), iar electronii *d* interiori, în virtutea legăturilor puternice cu nucleele atomilor, participă mai puțin la fenomenele de transport electronic; în schimb, ei determină, în special, proprietățile magnetice, atît ale cristalelor feromagnetice, cît și ale cristalelor neferomagnetice ale elementelor de tranziție și ale aliajelor lor. Trebuie subliniat că o asemenea împărțire a electronilor din cristale în două grupuri este, desigur, întrucîtva convențională și poate fi admisă ca o primă aproximație pentru tratarea cuantică a metalelor de tranziție.

În cazul unei tratări *multielectronice* consecvente, ar fi trebuit să aplicăm modelul polar pentru ambele tipuri de electroni de mai sus și să ținem seamă, de asemenea, de interacțiunile dintre aceste sisteme de electroni. Realizarea efectivă a unui asemenea program larg întîmpină, însă, dificultăți matematice esențiale. De aceea s-a găsit utilă elaborarea prealabilă a unui model mai simplu (Vonsovski [168, 169]), care să întrunească toate avantajele principiale ale tratării multielectronice a feromagnetismului cu ajutorul modelului de schimb descris mai sus, precum și simplicitatea descrierii monoelectronice a fenomenului de conductibilitate electrică. La baza acestui model „intermediar", se pune ipoteza amintită mai sus că rolul conducător, principal în feromagnetism revine electronilor interiori *d* (sau *f*), iar în conductibilitatea electrică, electronilor exteriori *s*. În acest caz, electronii *d* sînt tratați după schema de schimb multielectronică, iar electronii *s*, după modelul monoelectronic obișnuit al metalului. Între acești electroni de tip diferit, se ține seama, însă, de interacțiunea de schimb și tocmai în aceasta constă întreaga importanță a acestui mod de tratare[1]). Folosind metoda de calcul întrebuințată la calculul energiei de schimb (13.1), Vonsovski [168] a arătat că energia de schimb *s-d* pentru electronul *s* este

$$E_{sd} = -A(\vec{\xi})\,[1 + (\vec{\mu}\vec{\sigma})]; \qquad (13.27)$$

[1]) Cu toate că, după cum am arătat mai sus, o asemenea împărțire a electronilor *d* din cristal în două clase este cu totul convențională, fără ea este greu să ne imaginăm vreun calcul. Luarea în considerare a interacțiunii dintre electronii *s* și *d* face ca aceste două tipuri de electroni să participe și la conductibilitatea electrică și la feromagnetism, însă în măsură diferită (v. și § 17).

aici $\vec{\mu}$ este momentul magnetic atomic mediu al sistemului de electroni d, $\vec{\sigma} = \pm 1$ momentul magnetic al electronului s, $A(\vec{\xi})$ integrala de schimb dintre electronul s cu cuasiimpulsul $\vec{\xi}$ și unul din electronii d (cel mai apropiat). Formula (13.27) poate fi explicată intuitiv în felul următor: ca rezultat al interacțiunii de schimb s-d, asupra spinului electronului s acționează un cîmp „cuasimagnetic" intens, a cărui mărime este de același ordin ca și „cîmpul molecular" (13.7) sau chiar ceva mai mare, deoarece în $A(\vec{\xi})$ intră integrala de schimb dintre electronii s și d ai aceluiași atom și nu ai atomilor vecini, cum se întîmplă în (13.4). In consecință, interacțiunea de schimb s-d se manifestă în acțiunea „magnetizantă" a electronilor d asupra electronilor s. Aceștia din urmă își orientează momentele magnetice paralel sau antiparalel cu magnetizarea electronilor d, în funcție de semnul integralei de schimb $A(\vec{\xi})$[1]). Este important aici faptul că cîmpul „cuasimagnetic" (13.27), care acționează asupra electronilor s, depinde esențial de starea electronului s (prin intermediul dependenței lui A din (13.27) de cuasiimpulsul $\vec{\xi}$). Acest fapt face ca, în corpurile feromagnetice, masa efectivă a electronilor s de conductibilitate să devină dependentă de magnetizarea spontană (v. mai jos § 17).

Existența „adaosului" de magnetizare al electronilor s ne dă imediat o explicație naturală a fenomenului valorilor fracționare ale momentelor magnetice atomice ale substanțelor feromagnetice[2]), nu numai în aliaje, ci și în metalele pure. Din experiență, se știe că, dacă saturația magnetică a substanței feromagnetice, extrapolată la 0°K, se împarte prin numărul nodurilor rețelei cristaline din unitatea de volum, obținem o valoare care nu este un multiplu al magnetonului elementar μ_B, ci o fracțiune a acestuia din urmă[3]). Astfel, la nichel, această mărime este egală

[1]) Posibilitatea unei astfel de „magnetizări" a unor electroni de către alții a fost indicată pentru prima dată de către L. D. Landau.

[2]) După părerea mai multor fizicieni (Pauli, Pomeranciuk și alții), inexistența unei explicații a acestui fenomen în teoria de schimb a undelor de spin face să apară dubioasă chiar și concordanța aproximativă a acesteia cu fenomenul real al feromagnetismului.

[3]) Tocmai existența acestor valori fracționare ale momentelor atomice a dus, la timpul ei, la încercări sterile de a introduce o nouă unitate elementară, magnetonul lui Weiss μ_w, care rezolvă numai formal această dificultate a teoriei.

Scanned with OKEN Scanner

cu 0,606 μ_B, la fier 2,221 μ_B, la cobalt 1,716 μ_B și la gadoliniu 7,10 μ_B.

Prima încercare de a explica teoretic din punctul de vedere al mecanicii cuantice valorile fracționare ale momentelor magnetice atomice a fost făcută de Wolf [172], care a presupus că atomii unei substanțe feromagnetice pot să se găsească în stări cu diferite ordine de multiplicitate. Printr-o alegere artificială a „proporțiilor" dintre diversele stări, Wolf a reușit să potrivească valorile teoretice ale momentelor atomice cu datele experimentale. O asemenea potrivire a constantelor numerice nu poate fi considerată, însă, ca o explicație veritabilă a acestui fenomen. O explicație mai consecventă și mai generală a valorilor fracționare ale momentelor atomice o dă modelul polar al metalului [169][1]). Această explicație rezultă din el fără vreo ipoteză suplimentară, numai din ipoteza posibilității existenței stărilor polare. În adevăr, dacă notăm cu n_d numărul total de electroni d, iar cu $\bar{s}_0$ valoarea medie a așa numitelor „perechi" (adică a excitărilor elementare, în care, în vecinătatea atomului, apar cîte doi electroni care, în virtutea principiului lui Pauli, au spinii opuși), atunci, la 0°K, magnetizarea pe atom va fi

$$\bar{\mu}_d = \frac{n_d - \bar{s}_0}{n_d}\mu_B = \left(1 - \frac{\bar{s}_0}{n_d}\right)\mu_B. \qquad (13.28)$$

De aici rezultă imediat valoarea fracționară a momentului, dacă este îndeplinită condiția $\bar{s}_0 > 0$ (este clar că valoarea maximă a lui $\bar{s}_0$ este $n_d/2$).

La fel ca și modelul polar, modelul de schimb s-d al substanțelor feromagnetice dă o explicație generală a valorilor fracționare ale momentelor magnetice [168]. Din această teorie, rezultă că momentele magnetice ale substanțelor feromagnetice se compun dintr-o parte determinată de electronii d și dintr-o parte determinată de electronii s. În acest caz, ambele aceste părți și suma lor trebuie să aibă valori fracționare cu o probabilitate maximă . Este esențial faptul că această concluzie a teoriei schimbului s-d nu este, de asemenea, un rezultat al unor „potriviri" calitative grosolane, ci rezultă în mod firesc din proprietățile foarte generale ale teoriei considerate.

---

[1]) Intr-o formă întrucîtva diferită, aplicarea schemei polare la problema feromagnetismului a fost dezvoltată și de Slater [174] și de Gheilikman [173].

Aceasta din urmă ne permite să arătăm de asemenea că, la temperaturi apropiate de punctul Curie, magnetizarea electronilor s este proporțională cu magnetizarea electronilor d și, prin urmare, în primă aproximație, are aceeași dependență de temperatură ca cea dată, de exemplu, de formula (12.15) și confirmată experimental.

Să ne oprim pe scurt la rezultatele principale ale acestei teorii. Dacă presupunem că electronii s formează un gaz degenerat care se supune statisticii cuantice antisimetrice, putem găsi energia liberă F_s a acestui gaz, cu considerarea corecției de schimb la energia (13.27). Folosind modelul de schimb sau modelul polar, putem găsi, de asemenea, energia liberă a sistemului de electroni d. Energia liberă totală a întregului sistem, $F = F_s + F_d$, va fi o funcție de temperatură și de valorile medii ale magnetizărilor $\bar{\mu}_s$ și $\bar{\mu}_d$ ale electronilor s și d. Valorile de echilibru $\bar{\mu}_s$ și $\bar{\mu}_d$ se găsesc din condiția de minim a energiei libere totale

$$\frac{\partial F}{\partial \bar{\mu}_s} = \frac{\partial F}{\partial \bar{\mu}_d} = 0. \tag{13.29}$$

Efectuînd calculele respective, obținem expresia momentului magnetic atomic

$$\bar{\mu}_{at} = \left[\nu_d \left(1 - \frac{\bar{s}_0}{n_d} \right) + 0{,}15 \frac{\gamma}{\beta} \nu_s \right] \mu_B, \tag{13.30}$$

unde prin ν_d și ν_s am notat numărul respectiv de electroni d și s care revin fiecărui nod al rețelei cristaline,

$$\beta = -\beta_s + \frac{1}{2} A_{sd}, \tag{13.31}$$

$$\gamma = \frac{1}{2} A_{sd}^{(0)} - 2A_{sd}; \tag{13.31a}$$

$A_{sd}^{(0)}$ este integrala de schimb dintre electronii s și d ai aceluiași nod al rețelei, A_{sd} aceeași integrală pentru două noduri vecine, iar β_s integrala de transport a electronului s, care figurează în formula modelului monoelectronic. Din (13.30), se vede că, în virtutea polarității stărilor electronilor d ($\bar{s}_0 \neq 0$) și datorită interacțiunii de schimb s-d ($\gamma \neq 0$), valoarea momentului magnetic atomic este, de regulă, fracționară. Comparînd (13.30) cu valorile experimentale date mai sus ale lui $\bar{\mu}_{at}$ pentru fier,

nichel și cobalt, putem obține anumite condiții, pe care trebuie să le satisfacă relațiile dintre semnele și valorile integralelor β, γ și gradul de polarizare $\bar{s}_0$ pentru electronii d. Aceste relații pot fi privite ca o completare la criteriul feromagnetismului din modelul de schimb, adică la condiția ca integrala de schimb a electronilor d să fie pozitivă ($A > 0$).

Considerarea interacțiunii de schimb s-d duce, de asemenea, la o formulă întrucîtva diferită de (12,6) pentru relația dintre punctul Curie și integrala de schimb, și anume: în locul formulei

$$\Theta \sim \frac{2\nu_d z A}{k}, \tag{13.32}$$

avem

$$\Theta_{sd} = \frac{\Theta}{1 - 0{,}3 \frac{n_s}{n_d} \frac{\gamma^2}{\beta A}} = \frac{\Theta}{1 - \frac{\delta}{A}} \left(\delta = 0{,}3 \frac{n_s}{n_d} \frac{\gamma^2}{\beta} \right). \tag{13.33}$$

În corpurile feromagnetice, trebuie să fie satisfăcută condiția

$$\delta < A, \tag{13.34}$$

adică integrala de schimb a electronilor d, care determină orientarea paralelă a momentelor magnetice de spin, trebuie să fie mai mare decît efectul de schimb al interacțiunii s-d. În caz contrar, punctul Curie Θ_{sd} devine negativ și feromagnetismul dispare.

În ultimul timp, au apărut o serie de lucrări ale lui Galperin [175], în care autorul, pe baza unei analize amănunțite a unui bogat material experimental cu privire la momentele magnetice atomice, a stabilit o relație empirică pentru dependența momentului atomic de constanta rețelei. În lucrările lui Galperin și ale altora [176], s-a studiat, de asemenea, problema momentelor magnetice atomice ale aliajelor feromagnetice.

d) Feromagnetismul semiconductorilor (feritele). Teoria polară ne dă posibilitatea să stabilim un criteriu pentru metal și semiconductor [169, 170], mai riguros decît aproximația monoelectronică. Conform teoriei multielectronice, care ține seamă de probabilitatea finită de formare a stărilor polare (identică cu nașterea cuasiparticulelor „perechi"), în cazul unor anumite relații între energiile în cristal, poate să se realizeze fie metalul, fie semiconductorul. Al doilea caz este mai ușor de studiat, întrucît el admite o prelucrare cantitativă matematică relativ

mai amănunțită. Pentru ca să se realizeze semiconductorul, este necesar ca U — energia excitării elementare a „perechilor" — să fie sensibil mai mare decît β, energia „cinetică" de tranziție a electronului de la un atom la altul, adică

$$U \gg \beta. \qquad (13.35)$$

Atunci stările cele mai joase ale sistemului, abstracție făcînd de existența unui anumit anumăr de „perechi", sînt insensibile la acțiunea acceleratoare a cîmpului electric exterior, adică avem un izolator sau un semiconductor. Spre deosebire de aproximația monoelectronică, aspectul energetic al sistemului, în această teorie, este, în cazul dielectricului, *continuu*, chiar de la nivelul inferior.

Modelul polar pentru cazul semiconductorului poate fi completat prin considerarea stărilor excitate („excitoni"). Un asemenea model polar-excitonic, îmbunătățit, a fost folosit de Vonsovski și Agafonova [177] pentru cercetarea proprietăților feromagnetice ale semiconductorilor. Analiza acestei probleme după metoda undelor de spin a arătat că, în vecinătatea lui 0°K, variația cu temperatura a magnetizării spontane este de forma

$$I = I_0 [1 - \alpha T^{3/2} - \alpha' T^{3/2} e^{-\gamma/kT} + e^{-\Delta E/kT} (1 - \alpha'' T^{3/2})], \qquad (13.36)$$

unde primul termen ne dă dependența obișnuită (13.25) a modelului de schimb, al doilea termen, o micșorare suplimentară a momentului din cauza adaosului de stări polarizate („perechi") și, în sfîrșit, al treilea termen

$$\Delta I_3 = I_0 e^{-\Delta E/kT} (1 - \alpha'' T^{3/2}) \qquad (13.37)$$

fracțiunea de magnetizare, condiționată de excitoni (ΔE este energia de excitare a excitonului). Din (13.37), se vede că mărimea ΔI_3 scade exponențial odată cu micșorarea temperaturii și, la 0°K, ea este egală cu 0. În consecință, dacă în semiconductor feromagnetismul este determinat numai de stările excitate (integrala de schimb este pozitivă numai pentru excitoni), variația cu temperatura a magnetizării spontane trebuie să aibă o formă diferită de curba obișnuită $I_s(T)$, dată în fig. 48. După cum se vede din fig. 51, în acest caz, există un al doilea punct Curie, la o temperatură mai joasă $\Theta^{(2)} = 0°K$.

În consecință, teoria ne duce la posibilitatea existenței a două tipuri principial diferite de semiconductori feromagnetici: *a*) substanțele feromagnetice „normale", care dau o saturație la 0°K și au un singur punct Curie în domeniul temperaturilor

înalte (v. curba 3 în fig. 51) și *b*) substanțele feromagnetice „excitonice", care au două puncte Curie, unul la temperatură înaltă și altul la o temperatură apropiată de 0°K [1]).

Din nefericire, materialul experimental foarte sărac cu privire la proprietățile magnetice ale semiconductorilor feromagnetici, în special la temperaturi joase, nu ne permite, deocamdată, să confirmăm experimental această concluzie.

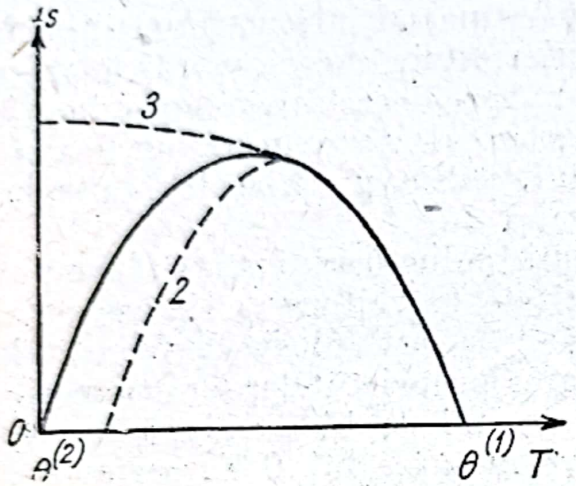


Fig. 51. Variația cu temperatura a magnetizării spontane a unui semiconductor feromagnetic „excitonic" (Vonsovski și Agafonova [177]).

Pentru aplicațiile practice, sînt foarte importanți semiconductorii feromagnetici din clasa așa-numitelor ferite. Formula chimică generală a acestor substanțe este $MO \cdot Fe_2O_3$, unde M înseamnă un ion bivalent al unui metal oarecare (Cu^{++}, Zn^{++}, Mn^{++}, Ni^{++} etc). Aceste substanțe, care au proprietăți feromagnetice apreciabile, sînt foarte rele conducătoare de electricitate [2]) și, de aceea, reprezintă un material foarte prețios pentru circuitele magnetice din aparatele care funcționează la frecvențe înalte (pierderi mici datorită curenților Foucault). Din nefericire, nu există, pînă acum, cercetări destul de complete asupra variației cu temperatura a magnetizării spontane a feritelor, atît la temperaturi apropiate de punctul Curie, cît și în vecinătatea lui 0°K. Practic, toate studiile făcute asupra acestor materiale privesc proprietățile lor magnetice tehnice (v., de exemplu, [178]).

[1]) Dacă feromagnetismul excitonilor există în vecinătatea lui 0°K, unde este valabilă teoria, atunci punctul Curie la temperatură joasă este efectiv egal cu 0°K; dacă însă feromagnetismul excitonic începe să scadă brusc la temperaturi sensibil mai mari decît 0°K, cea mai precisă este aproximația centrelor de greutate energetice, conform căreia punctul Curie la temperatură joasă poate fi situat și deasupra lui 0°K [177], (v. curba cu linie întreruptă *2* din fig. 51). In afară de aceasta, poate exista și un caz mixt, adică magnetizarea spontană poate fi provocată atît de stările normale, cît și de stările excitate. In acest caz, variația cu temperatura $I_s(T)$ va avea forma curbei cu linie întreruptă *3* (fig. 51).

[2]) Saturația magnetică a feritelor tipice nu depășește 200—300 gauși (față de 1700 gauși la fierul pur), iar rezistența specifică este cuprinsă în limitele 10^2—10^6 ohm·cm (la fierul pur, ea este egală cu 10^{-5} ohm·cm).

Neel [179] a încercat să elaboreze o teorie a proprietăților feromagnetice ale feritelor (după terminologia lui, teoria „magnetismului"), plecînd de la ipoteza greșită, introdusă de Bitter [180], după care, într-un aliaj metalic sau într-un compus chimic de tipul feritelor, rețeaua cristalină poate fi reprezentată ca un ansamblu de subrețele, în nodurile cărora se găsesc atomi (ioni) de un singur tip. Fiecărei subrețele de acest tip i se atribuie o magnetizare spontană proprie (parțială) și, prin urmare, o contribuție aditivă proprie la expresia energiei „cîmpului molecular". Eroarea acestei ipoteze constă în faptul că, datorită caracterului „cooperativ" specific al fenomenului de feromagnetism, nu există nici un motiv să presupunem că, în aliaje sau în ferite, numerele spinilor „drepți" și „stîngi" de electroni, la atomii de tip diferit, sînt constante ale mișcării; sens fizic are numai numărul total de spini „drepți" (sau „stîngi") pentru întreaga rețea cristalină a substanței feromagnetice.

e) **Feromagnetismul aliajelor.** Astăzi sînt cunoscute cu certitudine numai patru metale feromagnetice pure: fierul, nichelul, cobaltul și gadoliniul. Un grup mult mai larg îl formează nenumăratele aliaje și combinații ale acestor metale între ele și cu alte elemente, ca de exemplu feritele, amintite mai sus. De asemenea, sînt feromagnetice și unele aliaje binare și ternare de mangan și crom, care nu conțin de loc componente feromagnetice. Pentru aplicații tehnice însă, interesul maxim îl prezintă tocmai studiul aliajelor feromagnetice. Ele au, însă, și o importanță teoretică esențială. În special aceasta privește aliajele constituite din componente *neferomagnetice*, întrucît studiul lor ne poate permite să stabilim cel mai ușor, pe cale experimentală, condițiile necesare pentru apariția în cristale a feromagnetismului și, prin aceasta, să verificăm problema cea mai importantă și cea mai interesantă pentru teorie, a criteriului necesar și suficient al stării feromagnetice.

Cu toate că astăzi, după cum se vede din cele expuse mai sus, nu există încă o teorie cuantică definitivă a feromagnetismului, nici măcar pentru metalele pure, putem face, totuși, unii pași prealabili către elaborarea unei teorii a aliajelor feromagnetice. Aici, la fel ca în teoria metalelor pure, trebuie să examinăm separat cazul temperaturilor înalte (domeniul punctului Curie) și cazul temperaturilor joase. În primul caz, este vorba de generalizarea calculului centrelor de greutate energetice, iar în al doilea caz, de metoda undelor de spin. După cum a arătat Von-

sovski [181][1]), ideea acestor două generalizări se reduce, pur și simplu, la faptul că se indică necesitatea de a ține seamă de deosebirea dintre valorile și semnele integralelor de schimb, luate pentru diferite perechi de atomi în aliaj. Astfel, în cazul simplu al aliajelor binare, trebuie să considerăm, nu numai un singur tip de integrală de schimb între electronii atomilor imediat vecini, ci trei tipuri. Dacă notăm cu indicele a atomii primului component al aliajului, cu indicele b ai celui de al doilea, aceste trei tipuri de integrale pot fi scrise sub forma A_{aa}, A_{ab} și A_{bb}, respectiv pentru vecinii apropiați de tipul $a-a$, $a-b$, și $b-b$. Cu ajutorul acestor integrale, putem obține, în primul rînd, o formulă pentru magnetizarea spontană a aliajului ca funcție de temperatură și concentrație. Această formulă ne dă aceeași variație cu temperatura pentru I_s, ca și teoria cîmpului molecular și teoria de schimb, și anume

$$I_s = N\overline{\mu}_0 \operatorname{th} \frac{zI_s}{2N\overline{\mu}_0 kT} [n_a(n_a - n_b\sigma_1)A_{aa} + 2n_a n_b(1+\sigma_1)A_{ab} + n_b(n_b - n_a\sigma_1)A_{bb}], \quad (13.38)$$

unde $\overline{\mu}_0$ este momentul magnetic mediu care revine unui atom de aliaj, z numărul de vecini apropiați ai atomului, N numărul de atomi în cristal, σ_1 gradul de ordine locală în așezarea atomilor componenților aliajului în nodurile rețelei, iar n_a și n_b sînt, respectiv, concentrațiile pentru componenții a și b. Acest caracter al dependenței de temperatură a lui I_s este confirmat, în linii generale, de experiență. Trebuie observat încă odată că încercarea de a generaliza clasic teoria feromagnetismului pentru cazul aliajelor a condus pe Bitter [180] la concluzia nefundată că ar exista o cu totul altă formă a dependenței $I_s(T)$ (curbe cu „maxime"), care nu a fost observată niciodată în experiență în cazul aliajelor monofazice.

Din formula (13.38), rezultă că variația cu temperatura a lui $I_s(T)$ la un aliaj are aceeași formă ca și la un metal pur, numai în cazul unui aliaj complet neordonat ($\sigma_1 = 0$). În acest caz, întreaga deosebire se reduce la o altă expresie a punctului Curie Θ în funcție de integralele de schimb și de concentrație. Astfel, pentru componenții a și b puri, avem, respectiv,

$$\Theta_a = \frac{z}{2k} A_{aa}, \quad \Theta_b = \frac{z}{2k} A_{bb}, \quad (13.39)$$

[1]) Concepții analoge, sub formă calitativă, sînt dezvoltate și în lucrările lui Komar [182] și Rudnițki [183]. Recent, a apărut o lucrare a lui N. S. Akulov [184] în care, pe baza unor considerații termodinamice de simetrie, se dezvoltă o teorie a proprietăților magnetice ale aliajelor feromagnetice.

Scanned with OKEN Scanner

iar pentru un aliaj binar neordonat, avem

$$\Theta_{ab\,(\text{neord})} = \frac{z}{2k}(n_a^2 A_{aa} + 2n_a n_b A_{ab} + n_b^2 A_{bb}). \quad (13.40)$$

Din (13.40), se vede că variația cu concentrația a punctului Curie feromagnetic al unui aliaj neordonat binar este pătratică și că, în cazul unor anumitor relații speciale între valorile și semnele integralelor A, ea poate degenera într-o variație liniară sau se poate întîmpla chiar ca $\Theta_{ab\,(\text{neord})}$ să nu depindă, practic, de concentrația aliajului. Un astfel de tip de dependență se observă experimental (v. [132]).

O consecință deosebit de importantă a formulei (13.40) este faptul că ea ne dă posibilitatea să înțelegem calitativ apariția feromagnetismului în aliajele binare constituite din componenți neferomagnetici. În acest caz, ambele integrale ale componenților puri, A_{aa} și A_{bb}, sînt negative și, în consecință, condiția necesară a feromagnetismului ($A>0$) este ca integrala de schimb „mixtă" să fie pozitivă, $A_{ab}>0$. Afară de aceasta, trebuie să mai fie satisfăcută inegalitatea

$$A_{ab} > \frac{n_a}{2n_b}|A_{aa}| + \frac{n_b}{2n_a}|A_{bb}|. \quad (13.41)$$

Desigur, aceste criterii au un caracter formal, întrucît problema de ce tocmai ele sînt satisfăcute într-un aliaj dat rămîne deschisă în cadrul teoriei considerate. Exact la fel, rămîne deocamdată neclar dacă aceste criterii sînt determinate de un factor pur geometric, adică de variația constantei rețelei, atunci cînd variază concentrația aliajului, sau dacă rolul esențial îl joacă variația densității electronice, din cauza apariției atomilor „străini" ai celuilalt component, atunci cînd distanța dintre nodurile rețelei cristaline rămîne aproape neschimbată.

În cazul aliajelor binare care se ordonează, expresia punctului Curie capătă o formă mai complicată, și anume:

$$\Theta_{ab} = \frac{z}{2k}[n_a(n_a - n_b\sigma_1)A_{aa} + 2n_a n_b(1-\sigma_1)A_{ab} + n_b(n_b - n_a\sigma_1)A_{bb}]. \quad (13.42)$$

Analiza formulei (13.42) ne arată că sînt posibile cazuri cînd starea feromagnetică apare fie la o ordine totală în așezarea atomilor, fie la o dezordine totală, fie, în sfîrșit, la o stare ordonată. Experiența confirmă, și ea, existența acestor trei posibilități. Compararea formulei (13.41) cu experiența) a fost făcută cel mai amănunțit de Komar [182] (v. și [132]).

La temperaturi joase, s-a putut arăta [181] că, efectuînd un calcul riguros, după metoda undelor de spin, variația cu temperatura a magnetizării spontane (13.25) rămîne aceeași și pentru un aliaj binar:

$$I_s = I_0 \left[1 - a\left(\frac{T}{\Theta_{ab}}\right)^{3/2}\right], \tag{13.43}$$

unde a este un factor numeric de ordinul lui 10^{-1}, a cărui mărime depinde de tipul rețelei cristaline a aliajului, iar Θ_{ab} este o mărime avînd dimensiunea unei temperaturi. Expresia lui Θ_{ab} este de forma

$$\Theta_{ab} = \frac{2z}{k}\{S_a[n_a(n_a - n_b\sigma_1)A_{aa} + n_a n_b\,(1 + \sigma_1)A_{ab}] + \\ + S_b[n_a n_b(1 + \sigma_1)\,A_{ab} + n_b(n_b - n_a\sigma_1)\,A_{bb}]\}, \tag{13.44}$$

unde S_a este spinul rezultant al electronilor d ai atomilor de tipul a și S_b spinul rezultant al electronilor d ai atomilor de tipul b.

Modelul de schimb s-d expus mai sus (Vonsovki [168]) poate fi generalizat și pentru cazul aliajelor magnetice binare. În urma unor calcule analoge, s-a putut obține expresia momentelor magnetice atomice, atît pentru aliajele neordonate, cît și pentru aliajele care se ordonează.

În literatura din străinătate, au apărut, în ultimul timp, mai multe lucrări noi în legătură cu teoria aliajelor feromagnetice [185], în care se ține seamă de fenomenul de ordonare. Aceste lucrări, însă, sînt bazate pe modelul monoelectronic care, principial, nu este aplicabil pentru descrierea feromagnetismului și, de aceea, rezultatele lor nu au sens real.

Mai interesante sînt cercetările experimentale cu privire la studiul proprietăților magnetice ale aliajelor. Deosebit de importante sînt cercetările aliajelor constituite din componenți neferomagnetici; aici vom aminti lucrările lui Fakidov, Grajdankina și Kikoin cu privire la aliajele de crom-telur și crom-sulf [186], precum și ale lui Guillaud [187]; au fost studiate aliajele de platină-mangan și fier-platină [188], aliajele de mangan-stibiu, mangan-arsen [189] și mangan-bismut [190], precum și aliajele ternare cupru-mangan-indiu [191].

Din clasa aliajelor feromagnetice, fac parte și feritele, examinate mai sus, a căror compoziție corespunde de regulă, unei formule stoichiometrice determinate pentru componenții aliajului. Cea mai studiată ferită este, pînă în prezent, magnetita FeO_4. Încă de mult timp (în 1913), s-a observat că, la temperatura de 113°K, are loc un salt specific al magnetizării magneti-

tei. Dacă trasăm curbele de saturație în funcție de temperatură, la un cîmp magnetic constant, atunci, la 113°K, se observă o micșorare bruscă a magnetizării de saturație, care devine mai puțin bruscă odată cu creșterea cîmpului și dispare la cîmpuri egale cu 20 000 oersted. Din fig. 52, se vede că, la intensități ale cîmpului exterior de 1740 oersted, magnetizarea suferă un salt în punctul critic (113°K) de 5—6% (pe axa ordonatelor, s-a trecut valoarea relativă a saturației în % din saturația absolută obținută pe calea extrapolării la 0°K pentru valoarea maximă a cîmpului); odată cu creșterea cîmpului, mărimea acestui salt scade și, la o intensitate a cîmpului de 18 550 oersted, ea constituie numai 0,2%. După cum au arătat cercetările unei serii de autori (Okamura [192], v. de asemenea [193], Halileev [194], Li [195]), la această temperatură, nu există nici un salt în mărimea saturației (adică în mărimea magnetizării spontane), ci apare numai o creștere bruscă a anizotropiei magnetice a cristalelor magnetitei și, de aceea, saturația pe curba tehnică a magnetizării se atinge la cîmpuri mai mari. Prin urmare, la 113°K, se realizează un anumit tip special de transformare de fază, care nu duce la o restructurare a rețelei cristaline (în sensul schimbării structurii și a parametrilor), însă influențează o serie de proprietăți fizice ale magnetitei (anizotropia magnetică, conductibilitatea electrică, căldura specifică etc.). În legătură cu aceasta, trebuie amintite lucrările lui Verwey și ale altora [196], în care se enunță ipoteza interesantă că, în crista-

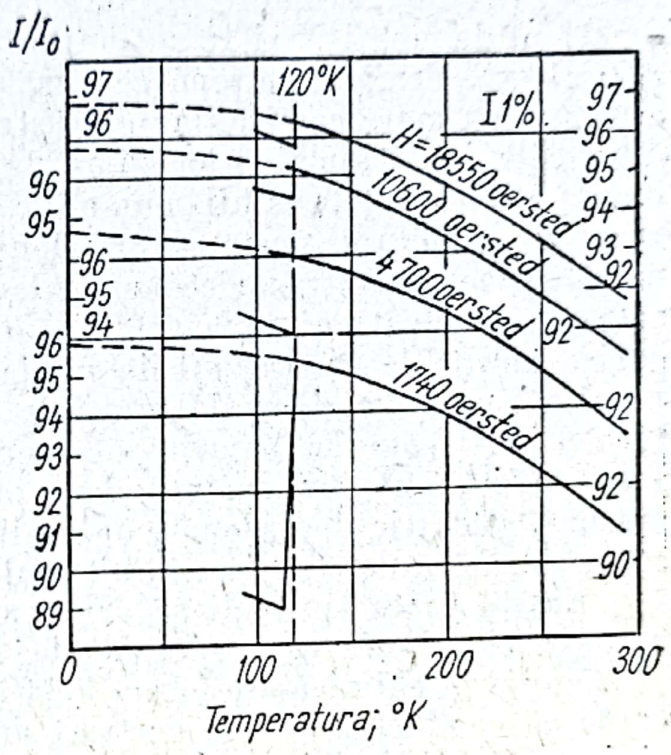


Fig. 52. Variația cu temperatura a magnetizării relative I/I_0 a magnetitei (în %), pentru diferite valori ale cîmpului magnetizant (curbele pentru diferite valori ale cîmpului sînt date la aceeași scară, însă ele sînt desenate deplasat pe axa ordonatelor, pentru a evita suprapunerea lor. Pe grafic se dă, pentru concretizare, un segment care corespunde la 1% din saturația absolută).

lele de magnetită, la temperatura amintită, se observă o formă specială a fenomenului de ordonare în rețeaua cristalină. Cristalele de magnetită fac parte din tipul spinelului. Celula elementară a acestor cristale, cu formula generală XY_2O_4 (X și Y sînt cationii metalelor; spinel se numește, propriu-zis, substanța $MgAl_2O_4$), conține 8 molecule, adică 32 anioni de oxigen bivalent, 8 cationi de metal X și 16 cationi de metal Y (de exemplu Fe^{++} și Fe^{+++}). Cercetările roentgenografice ne dau posibilitatea să afirmăm cu mare certitudine că distribuția cationilor de metal, după cele două tipuri de locuri existente într-o celulă între anioni de oxigen este posibilă numai pe două căi. Într-unul din cazuri, al „spinelului normal", 8 cationi de metal X se așază în așanumitele locuri tetraedrice multiple cu ordinul de multiplicitate 8, iar 16 cationi de metal Y se așază în toate locurile octaedrice, multiple cu ordinul de multiplicitate 16. În cazul „spinelului inversat", locurile multiple cu ordinul de multiplicitate 8 sînt complet ocupate de jumătate din cationii Y, iar locurile multiple cu ordinul de multiplicitate 16, în aceeași măsură, statistic dezordonat, de ionii X și Y. Este mai natural să scriem formula chimică, în ultimul caz, sub forma $Y(XY)O_2$.

Există toate motivele să presupunem că rețeaua cristalină a magnetitei pure este o rețea de tipul „spinelului inversat" și formula ei chimică are forma $Fe^{3+}(Fe^{2+}Fe^{3+})O_4$. Verwey [196] crede că conductibilitatea electrică anormal de înaltă a magnetitei ($\sigma \approx 2 \cdot 10^2$ ohm^{-1}·cm^{-1}) în comparație cu alte ferite ($\sigma \approx 10^{-7}$ ohm^{-1}·cm^{-1}) este determinată de distribuția statistică a celor 8 electroni $3d$ ai cationilor Fe^{2+} pe locurile tetraedrice în celulele elementare. După Verwey, la temperatura de 113°K, care se numește temperatură de transformare $\alpha \rightarrow \beta$, distribuția dezordonată a acestor 8 electroni $3d$ trece într-o distribuție ordonată. Aceasta trebuie, în primul rînd, să micșoreze imediat mobilitatea electronilor și, prin aceasta, să ducă la un salt în creșterea rezistenței electrice specifice și, în al doilea rînd (din considerații cristalografice[1]), trebuie să transforme simetria cubică în distribuția densității electronice în rețea într-o simetrie tetragonală. Aceasta poate provoca o schimbare a anizotropiei diverselor proprietăți ale cristalului, fapt observat și de Li [195] în ceea ce privește proprietățile magnetice.

Sub punctul de transformare $\alpha \rightarrow \beta$ al magnetitei, cationii se așază într-o anumită ordine, corespunzătoare simetriei tetragonale. De aceea, trebuie să ne așteptăm ca, sub temperatura tranziției, conductibilitatea electronică să fie puternic anizo-

tropă. Aceasta se poate observa dacă vom reuși să fixăm axa tetragonală în întreaga probă (axa tetragonală poate fi fixată, ca și în experiențele lui Li, prin direcția cîmpului magnetic aplicat în timpul răcirii probei).

Pentru verificarea acestei ipoteze, s-a efectuat o răcire a probei de magnetită (sinterizată din pulbere sub forma unui cilindru lung) într-un cîmp magnetic orientat paralel și perpendicular pe axa ei, pînă la temperatura aerului lichid. S-a găsit că $\sigma_{\parallel} = 7{,}19 \cdot 10^{-3}$ ohm$^{-1}\cdot$cm^{-1} și $\sigma_{\perp} = 6{,}18 \cdot 10^{-3}$ ohm$^{-1}\cdot$cm^{-1}. Aplicarea cîmpului, după trecerea prin punctul de tranziție $\alpha \rightarrow \beta$, ne duce la anizotropia conductibilității electrice. După răcirea probei într-un ecran magnetic, s-a găsit $\sigma_{H=0} = 6{,}45 \cdot 10^{-3}$ ohm$^{-1}\cdot$cm^{-1}. Pe baza acestor rezultate, Verwey trage concluzia că transformarea $\alpha \rightarrow \beta$ (tranziție de tip dezordine→ordine), la $H \neq 0$, se produce astfel încît, în fiecare cristal al probei, axa tetragonală devine axă cubică a magnetitei β care se află mai aproape de direcția cîmpului magnetic aplicat în timpul răcirii. Prin urmare, conductibilitatea electrică devine maximă în direcția în care există serii de cationi alternativ de Fe^{2+} și Fe^{3+} și minimă în direcția în care se întîlnesc serii, fie numai din ioni Fe^{2+}, fie numai din ioni Fe^{3+}.

Acest caz de transformare de fază la temperatură joasă constituie un tip special de transformare, în care se exclude complet trecerea ionilor dintr-un punct al rețelei în altul (de exemplu, prin difuzie sau deplasare, ca în cazul transformării martensitice). Întregul proces se produce prin redistribuția densității electronice în rețea, adică avem un „proces de ordonare a electronilor $3d$“ sau, pur și simplu, o ordonare electronică. Din punctul de vedere al teoriei multielectronice a cristalelor, aceasta înseamnă că, sub temperatura de transformare, sistemul trece în stări energetice la care densitatea electronică în locurile ortoedrice ale celulei elementare se localizează într-o anumită ordine (maxime în locurile ionilor Fe^{2+} și minime în locurile Fe^{3+}). Se constată că aceste stări se supun în măsură mai mică acțiunii de accelerare a cîmpului electric și, de aceea, avem o creștere a rezistenței electrice în punctul de transformare $\alpha \rightarrow \beta$.

Descoperirea acestui nou tip de transformare în cristale este, prin ea însăși, foarte importantă pentru concepțiile noastre fizice asupra naturii stării cristaline a substanței. Afară de aceasta, fenomenul are, probabil, o legătură directă cu efectul tratamentului termomagnetic în cazul materialelor cu mare forță coercitivă (v. mai jos, § 15).

În ultimul timp, s-au publicat destul de multe lucrări, în special de către autori francezi (Guillaud și alții [197]), în care s-au cercetat diversele proprietăți ale feritei și, în particular, ale magnetitei. Folosirea difracției neutronilor pentru studiul structurii magnetice a magnetitei și a altor ferite (v. de exemplu [198]) oferă, de asemenea, mari perspective. Cu privire la magnetizarea tehnică a feritelor, v. mai jos, § 15.

f) **Antiferomagnetismul și metamagnetismul.** După cum am arătat mai sus (§ 6 și § 8), sărurile halogene ale elementelor din grupa fierului și ale elementelor vecine crom și mangan, sulfații și oxizii acestor elemente și ai cuprului, sărurile pămînturilor rare, elementele din grupa paladiului, platinei și o serie de alți compuși care, la temperaturi înalte, sînt paramagnetici și se supun legii (12.11) prezintă, la temperaturi obișnuite, anomalii magnetice specifice (anomalii criomagnetice). Aceste substanțe se numesc astăzi antiferomagnetice și metamagnetice (v. mai sus, § 12, pag. 194).

Anomaliile acestor substanțe se reduc, în special, la faptul că, la o anumită temperatură $\Theta_{a.f.}$ (care poate să nu coincidă cu punctul Curie paramagnetic Θ_p din (12.11) și poate fi atît pozitivă, cît și negativă), susceptibilitatea magnetică a acestor substanțe are un maxim. Acest maxim, însă, nu este obligator; graficul lui $\frac{1}{\varkappa}(T)$ poate să se curbeze puțin la temperaturi joase și să tindă lin către valori $\varkappa$ finite, la $T = 0°\mathrm{K}$. Se întîmplă și cazuri inverse, cînd $\frac{1}{\varkappa}(T)$ are, la o anumită temperatură, un maxim (fig. 53). Tot la aceeași temperatură $\Theta_{a.f.}$, se observă maxime la curbele de variație cu temperatura a căldurii specifice a acestor substanțe [199] și la curbele efectului magnetocaloric [200]. Acest din urmă fapt ne indică existența unei transformări de fază în aceste substanțe la $T = \Theta_{a.f.}$

Foarte complicată este variația susceptibilității acestor substanțe în funcție de cîmpul magnetic exterior. Afară de grupul substanțelor cu susceptibilitate independentă de cîmp pînă la cîmpuri de $2 \cdot 10^4$ oersted ($CuCl_2$, $FeCl_3$, $MnFe_2$ etc.), există substanțe la care susceptibilitatea scade cu creșterea cîmpului ($CrCl_3$, $CuSO_4$, NiF_2 etc.) sau, dimpotrivă, crește ($CoCl_2$, $CoBr_2$, $NiCl_2$ etc.) odată cu cîmpul. În sfîrșit, există o serie de compuși ($FeCl_2$, $MnBr_2$ etc.) la care susceptibilitatea este analogă cu susceptibilitatea corpurilor feromagnetice, adică are un maxim la o anumită valoare a cîmpului magnetic. Proprietăți magnetice

speciale au, de asemenea, oxizii manganului, fierului, cobaltului nichelului și ai altor elemente.

În procesul de remagnetizare, o serie din aceste corpuri magnetice prezintă fenomenul de hysteresis magnetic. Valoarea magnetizării remanente este, de regulă, foarte mică (de la 0,01 la 1,0 gauss), iar forța coercitivă, dimpotrivă, atinge sute și chiar mii de oerstezi.

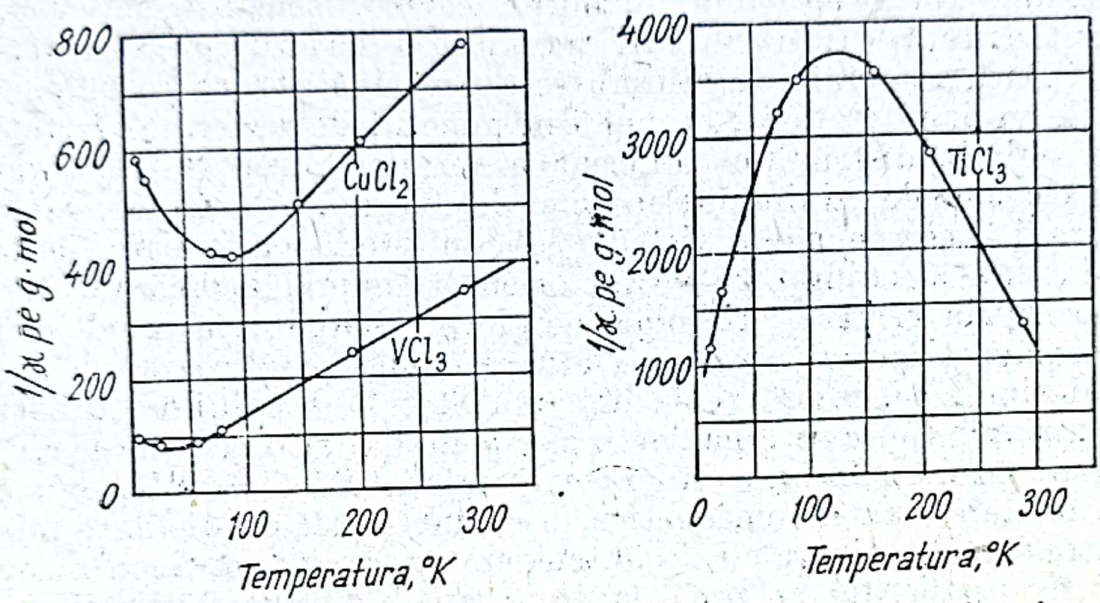


Fig. 53. Inversul susceptibilității corpurilor antiferomagnetice, în funcție de temperatură [205].

Faptul că susceptibilitatea magnetică a tuturor acestor substanțe, la temperaturi mai mari decît punctul critic $\Theta_{a.f.}$, se supune legii Curie-Weiss ne permite să presupunem că proprietățile magnetice ale acestor corpuri sînt determinate de interacțiunea de schimb a electronilor $3d$ ai atomilor din rețeaua cristalină. Spre deosebire de corpurile feromagnetice, interacțiunea de schimb în aceste substanțe are un alt caracter. Trebuie să distingem două cazuri: 1) integrala de schimb poate fi negativă pentru orice pereche de noduri ale vecinilor cei mai apropiați în rețeaua cristalină; 2) această integrală poate avea semne diferite pentru grupuri diferite de vecini apropiați, de exemplu, într-un anumit plan cristalografic, interacțiunea de schimb poate fi pozitivă și, în același timp, între planele vecine paralele cu el, interacțiunea de schimb poate fi negativă. În primul caz, vom avea antiferomagnetism (integrala de schimb este negativă), în al doilea caz vom avea metamagnetism (două semne ale inte-

gralei de schimb). Această deosebire în semnul integralelor se obține datorită deosebirii în distanțele dintre atomii acestor două grupuri sau datorită deosebirii în structura învelișului electronic la acești atomi. Această posibilitate a deosebirii în semnele integralelor de schimb este cea mai probabilă, tocmai în cazul substanțelor considerate. Toate aceste corpuri au o rețea cristalină în care atomii paramagnetici se așază în straturi, distanța dintre ele fiind, în multe cazuri, sensibil mai mare decît distanța dintre atomii vecini în interiorul unui strat.

Dacă integrala de schimb este negativă pentru toate perechile vecine de atomi, atunci, din punctul de vedere al forțelor de schimb, distribuția uniformă a spinilor „drepți" și „stîngi" nu corespunde minimului energiei de schimb. Minimului acestei energii îi corespunde o distribuție a spinilor, pentru care fiecare spin este înconjurat de vecini orientați numai antiparalel față de el. Prin urmare, minimul energiei de schimb în cazul antiferomagnetismului, se obține atunci cînd se realizează, în același timp, o „dezordine la distanță" totală a spinilor „drepți" și „stîngi" (nu există magnetizare spontană) și o „ordine locală" totală în distribuția spinilor antiparaleli. La $T = 0°K$, există, în cristalele antiferomagnetice, o ordine totală la distanțe mici între spinii antiparaleli. Cînd temperatura crește, ordinea începe să fie perturbată și, pînă la urmă, apare o stare cu distribuție haotică a spinilor. Prin analogie cu feromagnetismul, trebuie să presupunem că, într-un corp antiferomagnetic, există domenii ordonate de spini antiparaleli, analog cu domeniile de magnetizare spontană.

Trecerea de la starea antiferomagnetică la starea paramagnetică se produce la temperatura $\Theta_{a.f.}$, la care mișcarea termică distruge domeniile de antiferomagnetism spontan, adică ordinea la distanță, în timp ce ordinea locală se păstrează numai în volume foarte mici, între care nu rămîne nici o corelație. La această temperatură, trebuie să ne așteptăm la apariția unor maxime ale anomaliilor în proprietățile corpurilor antiferomagnetice. Resturile de ordine locală trebuie să ducă la o netezire a acestor maxime.

Existența temperaturii critice $\Theta_{a.f.}$, determinată pe baza maximului anomaliei în căldura specifică sau a maximului efectului magnetocaloric, ne indică în mod cert existența unui caracter „cooperativ" al fenomenului, adică existența unei transformări de fază de ordinul doi. Termodinamic, aceasta poate fi explicat după schema generală dată de Landau și Lifșiț [130, 145, 146].

Scanned with OKEN Scanner

În modul acesta, prin substanțe antiferomagnetice, trebuie înțelese substanțele ale căror proprietăți magnetice sînt determinate de interacțiunea de schimb electronic între purtătorii elementari de momente magnetice, numai că, spre deosebire de situația la substanțele feromagnetice, această interacțiune de schimb nu are semn pozitiv, ci semn negativ.

Dacă integralele de schimb pentru două grupuri de vecini apropiați au semne diferite, cristalul trebuie să aibă proprietăți mai complicate. Existența forțelor de schimb pozitive duce la faptul că substanța capătă, într-o anumită măsură, proprietăți care amintesc feromagnetismul. Alături de aceasta, existența forțelor de schimb negative produce efectul paramagnetismului. Această „cooperare" a proprietăților feromagnetice și paramagnetice face ca termenul de „metamagnetism" să fie firesc și, prin urmare, prin corpuri metamagnetice vom înțelege substanțele ale căror proprietăți sînt, de asemenea, determinate de interacțiunea de schimb electronic între purtătorii elementari de moment magnetic, însă, spre deosebire de corpurile feromagnetice și antiferomagnetice, în cele metamagnetice, există o anizotropie a semnului interacțiunii de schimb, după diferitele direcții cristalografice.

Nu există încă o teorie cuantică pe deplin satisfăcătoare a antiferomagnetismului și a metamagnetismului. Încercările existente de a elabora o asemenea teorie (Rudnițki [201], Kaner [202]) conțin o serie de ipoteze arbitrare, care nu ne dau posibilitatea să evaluăm gradul de aproximație și legitimitatea ei. Afară de aceasta, există o serie de lucrări care dezvoltă teoria cuasiclasică a antiferomagnetismului [203]. Calculul după teoria cuasiclasică ne dă, pentru susceptibilitatea inițială, următoarea expresie:

$$\varkappa = \frac{2N\mu_B^2}{kT} e^{-\frac{2z'|A|}{kT}}, \qquad (13.45)$$

care, în general, descrie calitativ corect curbele experimentale $\varkappa(T)$ pentru mai multe corpuri antiferomagnetice. La temperaturi înalte $\left(T \gg \frac{z'|A|}{k}\right)$, obținem, din (13·45),

$$\varkappa \sim \frac{N\mu_B^2}{k} \frac{1}{T + \frac{2z'|A|}{k}}. \qquad (13.46)$$

adică legea obișnuită Curie-Weiss, cu punctul Curie paramagnetic $\Theta_p = -\frac{2z'|A|}{k}$. Punctul Curie antiferomagnetic corespunde maximului de pe curba (13.45). La fel ca în cazul teoriei cuasiclasice a feromagnetismului, acestor rezultate le putem acorda numai un caracter ilustrativ.

Landau [204] a elaborat o teorie termodinamică mai riguroasă, care explică calitativ anomalia susceptibilității substanțelor metamagnetice la temperaturi joase. El pleacă de la următorul model. Clorurile de crom, fier, cobalt și nichel au o structură stratificată. Între planele cristalografice constituite din atomii de metal, există „interstraturi" de halogen . Se presupune că, în interiorul straturilor metalice, acționează forțe de schimb de orientare pozitive iar între straturi diferite acționează forțe de schimb negative, mult mai mici decît cele pozitive.

În felul acesta, la temperaturi joase, avem straturi spontan magnetizate, însă momentele magnetice ale acestora se orientează în sensuri opuse, astfel încît întregul cristal nu prezintă o magnetizare macroscopică, adică este neferomagnetic. Dacă presupunem că interacțiunea dintre straturi diferite este relativ mică, ne putem aștepta ca, într-un cîmp relativ slab, să se observe abateri de la legea liniară a variației magnetizării în funcție de cîmp și chiar la fenomenul de saturație în cîmpuri slabe, la care magnetizarea spontană a tuturor straturilor va fi orientată paralel cu cîmpul.

Pentru elaborarea unei teorii cantitative, trebuie, prin urmare, să se țină seamă de trei efecte diferite: 1) magnetizarea de saturație a straturilor individuale, a cărei variație cu temperatura este cunoscută din datele experimentale pentru corpurile feromagnetice; 2) interacțiunea de schimb dintre straturi diferite, a cărei energie, în primă aproximație, se poate pune proporțională cu produsul scalar dintre momentele magnetice ale straturilor; 3) existența energiei de anizotropie magnetică a straturilor, care, datorită simetriei, este proporțională cu pătratul componentei momentului magnetic paralel cu axa de simetrie.

La un cîmp $H = 0$, putem presupune că momentele magnetice ale straturilor sînt antiparalele două cîte două. De aceea, toate straturile pot fi împărțite în două grupuri. Această împărțire își păstrează sensul și în prezența cîmpului exterior. Expresiile susceptibilității, la temperaturi mai mari și mai mici decît punctul Curie, au același caracter ca și în legea clasică

(12.11). Teoria ne duce, însă, la o anizotropie pronunțată a proprietăților magnetice. Din nefericire, pînă astăzi, nu există experiențe asupra proprietăților magnetice ale monocristalelor antiferomagnetice.

O privire destul de amănunțită asupra proprietăților corpurilor antiferomagnetice este dată în lucrarea lui Bizette [206]. Un exemplu interesant de corp antiferomagnetic este forma α a oxidului de fier Fe_2O_3 [207]. Cea mai importantă, însă, este demonstrația directă a antiferomagnetismului cu ajutorul difracției neutronilor [208] pentru cristalele de oxid de mangan MnO. La temperaturi mai mici de $\Theta_{a.f.}$ ($\sim$80°K), se observă apariția unor maxime de difracție suplimentare care sînt determinate de „ordinea antiferomagnetică" a electronilor din acest cristal.[1]).

§ 14. TEORIA CURBEI TEHNICE DE MAGNETIZARE

Pe baza ipotezei pe care a emis-o cu privire la domeniile de magnetizare spontană, Weiss a încercat să elaboreze teoria curbelor de magnetizare ale substanțelor feromagnetice. Încercările lui aveau, însă, un caracter pur fenomenologic și calitativ.

Bazele teoriei moderne a curbei tehnice de magnetizare au fost puse de lucrările savanților sovietici și, în primul rînd, de cunoscutele lucrări ale lui N.S.Akulov (1928-1931)[2]), în care el a stabilit legea universală a anizotropiei magnetice pentru cristalele feromagnetice și a dezvoltat aplicațiile acestei legi la explicarea curbelor de magnetizare, a magnetostricțiunii și a unei serii de efecte legate de starea magnetică a corpurilor feromagnetice. Akulov a arătat că întreg ansamblul fenomenelor legate de existența curbei de magnetizare a corpului feromagnetic nu este condiționat de forțele de schimb, care asigură numai apariția propriu-zisă a magnetizării spontane, ci de interacțiunea magnetică dintre momentele magnetice ale spinilor electronici și ale orbitelor.

---

[1]) Recent, Anderson [209] a efectuat un calcul cuasiclasic al proprietăților antiferomagnetice ale cristalelor cu rețea cubică cu fețe centrate. Tot el a dat o teorie cuantică a substanțelor antiferomagnetice [210], ținînd seama de interacțiunea de schimb, nu între electronii din nodurile cele mai apropiate ale rețelei, ci între electronii nodului considerat și electronii din nodurile celui de al doilea rînd de vecini (fenomenul de „supraschimb"). Expunerea acestor lucrări se poate găsi, de asemenea, în lucrarea de sinteză asupra materialelor antiferomagnetice a lui Van Vleck [211].

[2]) Lucrările lui N. S. Akulov și ale școlii lui sînt expuse destul de complet în cunoscuta monografie a lui N. S. Akulov [313].

Scanned with OKEN Scanner

Problema importantă din punct de vedere principial a fundării teoretice a ipotezei domeniilor de magnetizare spontană și-a găsit o rezolvare deplină în lucrările savanților sovietici I.I. Frenkel și I.G. Dorfman [233], L.D. Landau și E.M. Lifșiț [212], M. Șirobokov [234] (v., de asemenea, [235]) și ale altora [132]. Teoria fenomenului de hysteresis magnetic a fost elaborată, de asemenea, în special în lucrările savanților sovietici, și, în primul rînd, de Akulov, Kondorski, Șur, Ianus, Komar, Zaimovski, B.G. Lifșiț și de alții. Marele merit al eminentului fizician magnetolog rus V.K. Arkadiev, precum și al lui Akulov, Dorfman, Kondorski, Ianus, este crearea unei mari școli de fizicieni magnetologi sovietici și introducerea largă a realizărilor teoriei feromagnetismului în industrie (defectoscopia magnetică, analiza structurală magnetică). Avem tot dreptul să afirmăm că lucrările savanților sovietici au determinat căile dezvoltării ulterioare a teoriei feromagnetismului, atît în Uniunea Sovietică, cît și în străinătate.

a) Tipurile principale de interacțiune într-un cristal feromagnetic. Problema fundamentală a teoriei curbei tehnice de magnetizare a substanțelor feromagnetice constă în calculul acestei curbe și în determinarea dependenței ei de diversele acțiuni exterioare și de particularitățile interne ale materialului feromagnetic.

Înainte de toate, teoria trebuia să dea un fundament ipotezei domeniilor de magnetizare spontană, care reprezintă cauza existenței curbei de magnetizare. Pentru rezolvarea acestei probleme, trebuie să cunoaștem tipurile de interacțiune dintre purtătorii elementari de momente magnetice, care guvernează toate procesele de magnetizare tehnică.

Mai sus, ne-am oprit în mod amănunțit la descrierea forțelor *de schimb*, care duc, în condițiile cunoscute, la existența magnetizării spontane. Aici ne vor interesa numai abaterile de la valoarea de echilibru a energiei acestor forțe (13.7), care apar atunci cînd omogeneitatea magnetizării spontane este perturbată. După Landau și Lifșiț [162, 212], din considerații de simetrie, această abatere este, în primă aproximație,

$$\Delta F_{\text{schimb}} = \frac{zA\sigma^2}{a}[(\nabla\alpha_x)^2+(\nabla\alpha_y)^2+(\nabla\alpha_z)^2], \qquad (14.1)$$

unde $\nabla\alpha_i$ sînt gradienții cosinușilor directori ai vectorului de magnetizare spontană față de axele de coordonate, iar a este

constanta rețelei cristaline. Această „corecție“ (14.1) la energia de schimb în substanța feromagnetică este o mărime esențialmente pozitivă ($A > 0$); de aceea, forțele de schimb „se opun“ oricărei perturbări a omogeneității magnetizării substanței feromagnetice.

Din analiza curbelor de magnetizare ale monocristalelor feromagnetice, rezultă că ele prezintă o anizotropie pronunțată

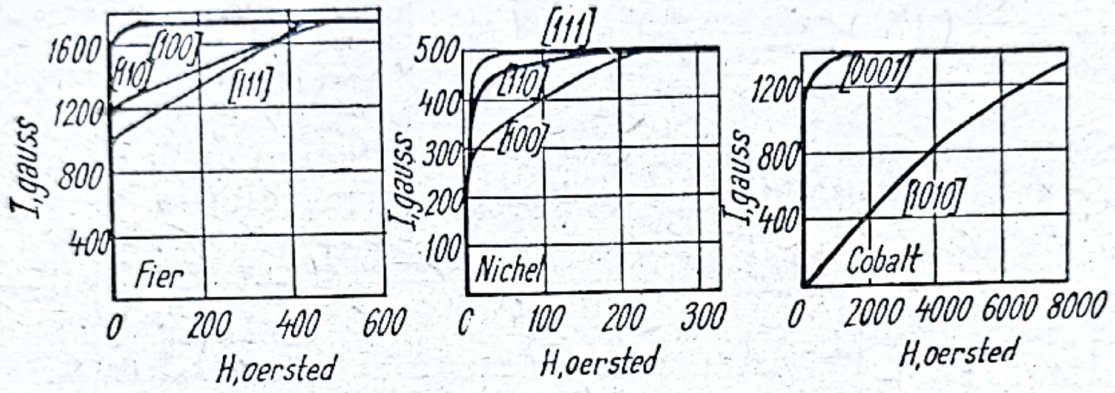


Fig. 54. Curbele de magnetizare ale monocristalelor de fier, nichel și cobalt, pentru diferite direcții cristalografice.

a proprietăților magnetice, anizotropie care se reduce, în special, la faptul că, într-un monocristal feromagnetic, există o „axă de cea mai ușoară magnetizare“ (fig. 54).

Cauza fizică a acestei anizotropii a fost, pentru prima dată, clarificată de Akulov (v.[213]), care a arătat că ea se datorește interacțiunii magnetice dintre electroni. Cu acest prilej, Akulov, plecînd de la considerații de simetrie, a determinat forma generală a dependenței energiei acestei interacțiuni magnetice de orientare a magnetizării în cristal și de componentele tensorului deformațiilor elastice ale rețelei și de tensiunile elastice exterioare.

Datorită schimbărilor posibile ale orientării magnetizării spontane în cristale, se schimbă distanțele de echilibru dintre nodurile rețelei. De asemenea, apar deformații spontane, așanumitele deformații de magnetrostricțiune. În cazul particular al unui cristal cubic, în absența tensiunilor exterioare, energia liberă a interacțiunii magnetice și elastice (cu aproximația puterii a șasea a cosinușilor directori ai vectorului $\vec{I}_s$ și a puterii a doua a tensorului tensiunilor de magnetostricțiune, A^0_{ik}) se va compune din trei expresii și anume: ener-

gia liberă a anizotropiei magnetice naturale a cristalului nedeformat (fără considerarea efectelor de magnetostricțiune):

$$F^0_{aniz} = k^0_0 + k^0_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + k^0_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2, \qquad (14.2)$$

unde k^0_1 și k^0_2 sînt constantele de anizotropie magnetică cristalografică; energia liberă a tensiunilor elastice ale cristalului (fără considerarea efectelor magnetice):

$$F^0_{elas} = \frac{C_1}{2}(A^0_{11} + A^0_{22} + A^0_{33})^2 + C_2(A^{0^2}_{11} + A^{0^2}_{22} + A^{0^2}_{33}) + \\ + 2C_3(A^{0^2}_{12} + A^{0^2}_{23} + A^{0^2}_{13}), \qquad (14.3)$$

unde C_i sînt modulii de elasticitate ai cristalului cubic [1]; energia liberă a tensiunilor de magnetostricțiune este

$$F^0_{m.s.} = a_0(A^0_{11} + A^0_{22} + A^0_{33}) + a_1\left[\left(\alpha_1^2 - \frac{1}{3}\right)A^0_{11} + \left(\alpha_2^2 - \frac{1}{3}\right)A^0_{22} + \right. \\ \left. + \left(\alpha_3^2 - \frac{1}{3}\right)A^0_{33}\right] + 2a_2(\alpha_1\alpha_2 A^0_{12} + \alpha_2\alpha_3 A^0_{23} + \alpha_1\alpha_3 A^0_{13}) + a_3(A^0_{11} + \\ + A^0_{22} + A^0_{33})S + a_4\left[\left(\alpha_1^4 + \frac{2}{3}S - \frac{1}{3}\right)A^0_{11} + \left(a_2^4 + \frac{2}{3}S - \frac{1}{3}\right)A^0_{22} + \right. \\ \left. + \left(\alpha_3^4 + \frac{2}{3}S - \frac{1}{3}\right)A^0_{33}\right] + 2a_5(\alpha_1\alpha_2\alpha_3^2 A^0_{12} + \alpha_1^2\alpha_2\alpha_3 A_{23} + \\ + \alpha_1\alpha_2^2\alpha_3 A^0_{13}), \qquad (14.4)$$

unde $S = \alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2$; a_i sînt constantele de magnetostricțiune ($i = 1, 2, 3, 4, 5$).

Dacă orientarea magnetizării spontane rămîne neschimbată ($\alpha_i = \text{const.}$), tensorul deformațiilor de magnetostricțiune A^0_{ik} se găsește din condițiile de minim ale energiei libere totale (14.2—14.4):

$$\frac{\partial}{\partial A^0_{ik}}(F^0_{aniz} + F^0_{elas} + F^0_{m.s.}) = 0 \quad (i,k = 1, 2, 3).$$

Substituind componentele găsite ale lui A^0_{ik} în expresia energiei libere totale F^0_{aniz}, obținem

$$F^0_{aniz} = k_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + k_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 + k_3(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \\ + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2)^2, \qquad (14.5)$$

---

[1]) De exemplu, pentru fier $C_1 = c_{12} = 1{,}416 \cdot 10^{12}$ dyn/cm², $C_2 = \frac{1}{2}(c_{11} - c_{12}) = 0{,}474 \cdot 10^{12}$ dyn/cm² și $C_3 = \frac{1}{4}c_{44} = 0{,}279 \cdot 10^{12}$ dyn/cm².

Scanned with OKEN Scanner

unde[1])

$$\left.\begin{aligned} k_1 &= k_1^0 + \frac{a_1^2}{2C_2} - \frac{a_2^2}{2C_3} + \frac{2}{3}\frac{a_4}{C_2} + \frac{7}{6}\frac{a_1 a_4}{C_2} - \frac{3a_0 a_3(3C_1 - 2C_2)}{3C_1 + 2C_2}, \\ k_2 &= k_2^0 - \frac{3a_1 a_4}{C_2} - \frac{a_4^2}{C_2} - \frac{a_2 a_5}{C_3} - \frac{a_5^2}{2C_3}, \\ k_3 &= \frac{a_4^2}{2C_2} + \frac{3(3C_1 - 2C_2)\, a_3^2}{2(3C_1 + 2C_2)^2}. \end{aligned}\right\} \qquad (14.6)$$

În funcție de raporturile mărimilor și semnelor constantelor rezultante de anizotropie magnetică, k_1 k_2 și k_3, monocristalul are anumite axe de cea mai ușoară magnetizare, pentru care (14.5) are o valoare minimă; de exemplu, la fier sau la permalloy, k_1 și $k_2 > 0$, de aceea, axele de cea mai ușoară magnetizare sînt axele de tipul [*100*], iar la nichel, $k_1 < 0$, de aceea aceste axe sînt direcțiile de tipul [*111*].

Cunoscînd expresiile deformațiilor de magnetostricțiune A_{ik}^0, putem obține, cum a arătat, pentru prima dată, Akulov [213], expresia lungirii specifice a corpului feromagnetic într-o direcție oarecare, caracterizată de cosinușii directori $(\beta_1, \beta_2, \beta_3)$, la o orientare dată a vectorului de magnetizare spontană $(\alpha_1\, \alpha_2\, \alpha_3)$,

$$\left(\frac{\delta l}{l}\right)^0_{\alpha_i\beta_i} = \sum_{i,k} A_{ik}^0(\alpha_i)\, \beta_i \beta_k.$$

În urma unor calcule elementare, cu aproximația termenilor pătratici în raport cu α_i, obținem (pentru cristalele cu simetrie cubică)

$$\left(\frac{\delta l}{l}\right)^0_{\alpha_{ii}} = \frac{3}{2}\lambda_{100}\left(\alpha_1^2\beta_1^2 + \alpha_2^2\beta_2^2 + \alpha_3^2\beta_3^2 - \frac{1}{3}\right) + 3\lambda_{111}(\alpha_1\alpha_2\beta_1\beta_2 + \alpha_2\alpha_3\beta_2\beta_3 + \alpha_3\alpha_1\beta_3\beta_1), \qquad (14.7)$$

unde $\lambda_{100} = -\frac{a_1}{3C_2}$ și $\lambda_{111} = -\frac{a_2}{3C_3}$ sînt așa numitele constante de magnetostricțiune, respectiv pentru axele [*100*] și [*111*], atunci cînd trecem de la starea de demagnetizare a cristalului la saturația lui în lungul acestor axe. [2])

[1]) Deosebirea fizică dintre k_i^0 și k_i constă în faptul că primele constante determină energia de anizotropie la volum constant al rețelei, iar ultimele, la tensiune constantă. Practic, întotdeauna se realizează cazul al doilea.

[2]) De exemplu, pentru fier $\lambda_{100} = 19{,}5 \cdot 10{-}6$ și $\lambda_{111} = -18{,}8 \cdot 10{-}6$; de aceea, $a_1 = -2{,}773 \cdot 10^7$ erg/cm^3, $a_2 = 1{,}573 \cdot 10^7$ erg/cm^3.

În prezența tensiunilor exterioare, date de tensorul σ_{ik} trebuie să adăugăm la energia liberă (14.2—14.4) termenul

$$\sum_{ik} A_{ik}\sigma_{ik}, \tag{14.8}$$

unde A_{ik} este tensorul tensiunilor produse de magnetostricțiune (A^0_{ik}) și de tensiunile exterioare (A^σ_{ik}), adică $A_{ik} = A^0_{ik} + A^\sigma_{ik}$. Determinînd din nou valorile de echilibru ale lui A_{ik} și substituindu-le în expresia energiei libere totale, vom găsi partea suplimentară la energia liberă (14.5), produsă la tensiunile exterioare. În cazul unui cristal cubic și al unor tensiuni omogene, avem

$$\sigma_{ik} = \sigma\gamma_i\gamma_k,$$

unde σ este mărimea tensiunii omogene exterioare, iar γ_i sînt cosinușii ei directori față de axa cristalului. Această corecție la energia liberă, cu aproximația termenilor patratici în raport cu α_i, este exprimată de formula

$$F_\sigma = -\frac{3}{2}[\lambda_{100}(\alpha_1^2\gamma_1^2+\alpha_2^2\gamma_2^2+\alpha_3^2\gamma_3^2)+2\lambda_{111}(\alpha_1\alpha_2\gamma_1\gamma_2 + \\ +\alpha_2\alpha_3\gamma_2\gamma_3+\alpha_1\alpha_3\gamma_1\gamma_3)]. \tag{14.9}$$

Energia (14.9) are o importanță fundamentală în cazul cînd tensiunile sînt mari ($\lambda_s\sigma \gg k$) sau în cazul cînd anizotropia magnetică naturală este mică. In acest caz, anizotropia magnetică rezultantă este practic determinată în întregime de tensiunile exterioare. Acest fapt poate fi folosit pe scară largă pentru scopurile de prelucrare specială a materialelor magnetice. În particular, în cazul unei anizotropii slabe a magnetostricțiunii, cînd $\lambda_{100} \approx \lambda_{111} \approx \lambda_s$, expresia (14.9) ia forma deosebit de simplă

$$F_\sigma = -\frac{3}{2}\lambda_s\sigma\cos^2\varphi. \tag{14.9a}$$

Cu toate că interacțiunea magnetică reprezintă o corecție mică la forțele de schimb electrice, care determină magnetizarea spontană, ele joacă un rol hotărîtor în întregul complex de fenomene ale magnetizării tehnice. De aceea, clarificarea naturii fizice a interacțiunii magnetice în corpurile feromagnetice are nu numai o importanță teoretică, dar este necesară și pentru o înțelegere clară a proceselor fizice care determină întreaga importanță practică a feromagnetismului, întrucît, fără o asemenea înțelegere clară a esenței fizice a acestor procese, este imposibil progresul în tehnica materialelor magnetice.

Scanned with OKEN Scanner

În primele lucrări ale lui Akulov (v. [213]), interacțiunea magnetică în cristalele feromagnetice era tratată din punct de vedere microscopic pe cale pur clasică. Tratarea cuantică a ideilor lui Akulov a fost efectuată de o serie de autori. Astfel, Bloch și Gentile (v. cartea lui Bloch [159]), Vonsovski [214], Van Vleck [215] și alții [216] au calculat anizotropia magnetică a cristalelor feromagnetice; Vonsovski [217] a efectuat calculul cuantic al magnetostricțiunii corpurilor feromagnetice. Holstein și Primakoff [160], luînd în considerare interacțiunea magnetică cuantică, au rezolvat problema susceptibilității paramagnetice a corpurilor feromagnetice, iar Ahiezer [161] a studiat problema stabilirii echilibrului termic într-un gaz de feromagnoni și între feromagnoni și oscilațiile termice ale rețelei cristaline.

La baza tuturor acestor calcule, stă luarea în considerare a interacțiunii magnetice dintre momentele magnetice de spin și „orbitale" ale electronilor care participă la feromagnetism. În cazul general, operatorul energiei magnetice se compune din trei termeni:

$$\hat{H}_{\text{magn}} = \hat{u}_1 + \hat{u}_2 + \hat{u}_3, \qquad (14.10)$$

unde $\hat{u}_1$ este operatorul corespunzător mișcării electronilor față de ionii rețelei, energia *spin-orbită*; $\hat{u}_2$ operatorul energiei magnetice care apare datorită mișcării relative a electronilor înșiși, energia *orbitală*; $\hat{u}_3$ operatorul energiei de interacțiune magnetică a momentelor magnetice de spin ale electronilor, energia *de spin* (în primă aproximație, ea are forma interacțiunii dipolare).

Efectul interacțiunii „orbitale" a lui $\hat{u}_1$ și $\hat{u}_2$,care se manifestă în cazul atomilor izolați prin formarea structurii fine a liniilor spectrale, duce la apariția „cîmpurilor magnetice interioare" de ordinul a 10^5 oersted. Pe de altă parte, „cîmpul magnetic echivalent" al anizotropiei corpurilor feromagnetice, determinat de mărimea cîmpului magnetic la care se atinge saturația în monocristale în lungul așa-numitelor „direcții de cea mai dificilă magnetizare" (v. fig. 54), este de ordinul a 10^2 oersted și, numai în cazuri rare (cobalt, pirotină), atinge 10^3 ... 10^4 oersted. Explicația acestei neconcordanțe constă în faptul că, spre deosebire de atomi, la care momentele orbitale sînt diferite de zero (cu excepția stărilor *s*), în cristalele feromagnetice, după cum arată măsurătorile efectului giromagnetic, momentul

magnetic orbital mediu al cristalului este, practic, egal cu zero. De aceea, în *primă aproximație*, efectul energiilor orbitale $\hat{u}_1$ și $\hat{u}_2$ este, de asemenea, egal cu zero.

În această aproximație, are importanță numai partea de spin a interacțiunii magnetice $\hat{u}_3$, care asigură ordinul de mărime observat experimental al „cîmpurilor" efective.

Cu toată absența unei tratări cuantice închegate a interacțiunii magnetice în corpurile feromagnetice, în acest domeniu, s-au înregistrat anumite succese. Astfel, s-a putut explica ordinul de mărime corect al constantelor de anizotropie magnetică. În particular, din teorie rezultă, fără alte considerații suplimentare, că, în cristalele cubice (fier, nichel), constantele de anizotropie trebuie să fie mai mici în valoare absolută decît în cazul cristalelor hexagonale (cobalt, pirrotin). Aceasta rezultă din faptul general că, din cauza proprietăților de simetrie ale cristalelor cubice, prima aproximație pentru energia „dipolară" $\hat{u}_3$ și a doua aproximație pentru energiile orbitale $\hat{u}_1$ și $\hat{u}_2$, nu duc la dependența magnetizării cristalului de orientarea lui față de axele cristalografice. Pentru a obține această dependență, trebuie să luăm în considerare aproximațiile următoare, în timp ce, în rețelele hexagonale, anizotropia se obține și în primul caz.

Mai departe, teoria cuantică, spre deosebire de teoria clasică, admite a priori posibilitatea existenței constantelor de anizotropie pozitive și negative, pentru un același tip de rețea cristalină.

Van Vleck [215] a dedus teoretic variația cu temperatura a constantelor de anizotropie magnetică ale cristalelor cubice, variație care concordă, în trăsături generale, cu experiența. Vonsovski [214] a reușit să obțină dependența de temperatură a constantei de anizotropie a cristalului hexagonal de cobalt și să dea o explicație principială schimbării de semn a acestei constante, observată experimental. Tot el [217] a obținut dependența de temperatură a constantelor de magnetostricțiune, dependență care admite posibilitatea unei variații neomogene a acestor constante în funcție de temperatură, precum și posibilitatea schimbării semnului lor. Afară de aceasta, s-a făcut o generalizare a calculului magnetostricțiunii pentru cazul aliajelor binare. Akulov [213] a dezvoltat teoria dependenței de

temperatură a constantelor de anizotropie magnetică și de magnetostricțiune, plecînd de la concepția mișcărilor de precesie ale diverselor porțiuni ale domeniilor de magnetizare spontană, provocate, conform ipotezei sale, de agitația termică a rețelei.

Cea mai consecventă teorie cuantică a anizotropiei magnetice a monocristalelor feromagnetice pentru cazul rețelei hexagonale a fost dezvoltată de S.V. Tiablikov [218]. O lucrare interesantă asupra teoriei termodinamice a anizotropiei magnetice pe baza teoriei grupurilor a fost publicată recent de Akulov și Feldștein [228].

Cum vom vedea mai amănunțit în cele ce urmează, constantele de anizotropie magnetică joacă un rol esențial în toate procesele de magnetizare tehnică a substanțelor feromagnetice. De aceea, este firesc interesul mare pe care-l manifestă cercetătorii față de măsurarea acestor constante în diverse materiale. Încă în primele lucrări ale lui Akulov (v. [213]), au fost indicate principiile metodelor experimentale pentru determinarea acestor constante (determinarea lucrului de magnetizare pentru direcțiile cristalografice principale, compararea curbelor experimentale și a celor teoretice de magnetizare a monocristalelor, determinarea componentei normale a magnetizării în monocristale, determinarea constantelor din măsurarea curbelor de magnetizare ale policristalelor în domeniul cîmpurilor foarte intense). Pentru substanțele feromagnetice tipice, ordinul de mărime al constantei k_1 (la temperatura camerei) oscilează în limite destul de largi. În tabela XII sînt trecute valorile numerice medii

Tabela XII

Constantele de anizotropie magnetică ale unor materiale feromagnetice la temperatura camerei

Materialul	k_1, erg/cm³	k_2, erg/cm³	Tipul rețelei
Fier	$+4{,}2\cdot10^5$	$+1{,}5\cdot10^5$	cubică
Nichel	$-3{,}4\cdot10^4$	$+5{,}0\cdot10^4$	„
Cobalt	$+4{,}1\cdot10^6$	$+1{,}0\cdot10^6$	hexagonală
Mangan-bismut (aliajul MnBi)	$+8{,}9\cdot10^6$	$+2{,}7\cdot10^6$	„
Mangan-stibiu (aliajul Mn_2Sb)	$+1{,}8\cdot10^5$	$+0{,}8\cdot10^5$	„
Permalloy (~80% Ni)	$-3{,}5\cdot10^3$	$+8{,}0\cdot10^3$	cubică
Fier-siliciu (~4% Si)	$+2{,}4\cdot10^5$	$+1{,}2\cdot10^5$	„

după diverse date pentru constantele de anizotropie magnetică ale unor materiale tipice, la temperatura camerei. Semnul constantei poate fi diferit (la fier, $k_1 > 0$; la nichel, $k_1 < 0$). Este deosebit de important să cunoaștem dependența de temperatură a constantelor de anizotropie, întrucît ea determină, în mare măsură, variația cu temperatura a întregului ansamblu de proprietăți „tehnice" ale substanțelor feromagnetice. Experiența arată că această dependență este destul de pronunțată, în orice caz, mai pronunțată decît dependența de temperatură a magnetizării spontane $I_s(T)$ (fig. 55). În figura 55, sînt reproduse datele lui Kirenski [219] pentru k_1 (T), la un monocristal de fier, și curba $I_s(T)$. Dependența de temperatură a lui k_1 pentru fier a fost cercetată amănunțit de Titov [220] și de Kirenski [219]; pentru nichel, de Briuhatov și Kirenski [221]; pentru cobalt, de Honda și Masumoto [222]. În cazul cobaltului, constanta își schimbă semnul la o temperatură de circa 500°K. Acest fapt a fost explicat teoretic în lucrarea lui Vonsovski [214]. Tarasov [223] a măsurat constanta de anizotropie a unor aliaje de fier-siliciu (oțel de transformator), importante din punct de vedere tehnic, iar Șubina, dependența ei de temperatură [224], care s-a găsit a fi asemănătoare cu dependența de temperatură a constantelor de anizotropie pentru fier. Un studiu amănunțit al constantelor de anizotropie ale diverselor aliaje feromagnetice a fost efectuat de Althausen [225], Zaimovski [226], Akulov și Puzei [227] și de alți autori (v. [132]). Din lucrările efectuate în ultimul timp, trebuie amintite ale lui Kirenski [229], Puzei [230], Akulov și ale altora [231]. S-a dovedit cu totul specifică dependența de temperatură a constantei de anizotropie a aliajului mangan-bismut (fig. 56), pe baza măsurătorilor lui Guillaud [232]. Această constantă este negativă la temperaturi foarte joase ($-2 \cdot 10^6$ erg/cm³, la 0°K), la 80°K, ea trece prin 0 și apoi crește

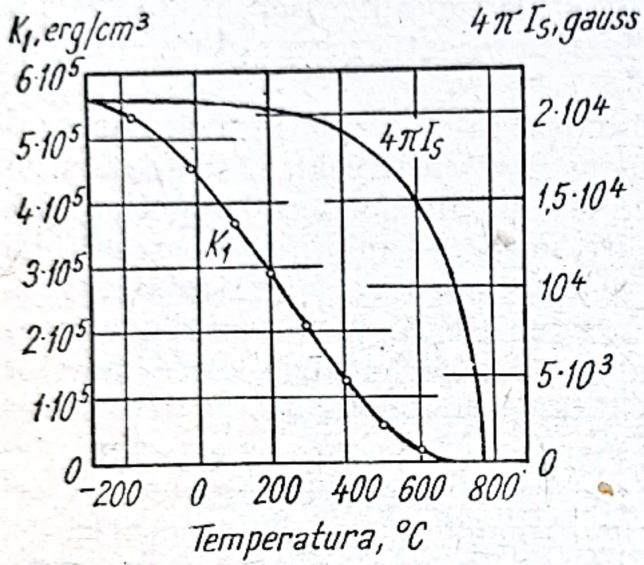


Fig. 55. Compararea dependențelor de temperatură a constantei de anizotropie magnetică k_1 (după Kirenski [219]) și a saturației magnetice I_s (fier).

monoton și repede, atingînd, la 20°C, valoarea $1{,}2 \cdot 10^7$ erg/cm³. Ar fi fost foarte interesant de studiat dependența de temperatură a acestei constante pînă la punctul Curie.

Pentru determinarea distribuției de echilibru a magnetizării spontane, este important să cunoaștem și energia cîmpului de magnetizare al sarcinilor superficiale ($\sigma_m = \text{Div } \vec{I}_s$) și a sarcinilor de volum ($\rho_m = \text{div } \vec{I}_s$). Densitatea acestei energii [v. (5.9) și (5.10)] este

$$F_{\text{demagn}} = -\frac{1}{2}(\vec{H}\vec{I}). \qquad (14.11)$$

În cazul unei probe din material omogen în formă de elipsoid, cînd putem introduce un factor de demagnetizare constant N, energia (14.11) ia forma

$$F_{\text{demagn}} = \frac{1}{2} NI^2. \qquad (14.11a)$$

Densitatea de energie a corpului feromagnetic față de cîmpul exterior $\vec{H}_e$ este

$$F_{\text{m}} = -(\vec{H}_e\vec{I}). \qquad (14.12)$$

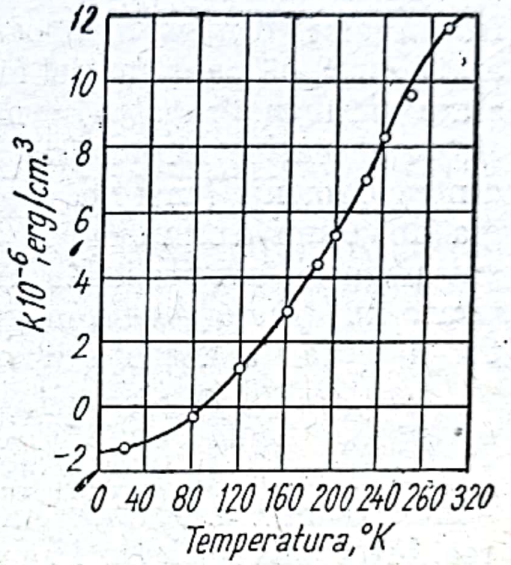


Fig. 56. Dependența de temperatură a primei constante de anizotropie a aliajului feromagnetic mangan-bismut (MnBi), după datele lui Guillaud [232].

b) Distribuția magnetizării spontane într-un cristal. Cînd determinăm tipurile principale de interacțiune într-un cristal feromagnetic, putem pune problema caracterului distribuției în el a magnetizării spontane. Dacă ar acționa numai forțele de schimb și dacă corpul feromagnetic ar avea o structură omogenă, s-ar părea, la prima vedere, că el trebuie să se magnetizeze pînă la saturația corespunzătoare temperaturii respective, în direcția în care factorul de demagnetizare este minim. O asemenea distribuție ar corespunde atît minimului energiei de schimb (14.1), cît și minimului energiei cîmpului de demagnetizare (14.11). Ne putem, totuși, imagina o distribuție a lui $\vec{I}_s$ mai favorabilă din punct de vedere energetic, pentru care cîmpul de demagnetizare lipsește. Acest lucru se va întîmpla numai în cazul cînd întregul volum al probei feromagnetice se

va împărți în domenii mici, separate, cu o distribuție a orientărilor vectorilor $\vec{I}_s$ astfel încît magnetizarea rezultantă a întregului corp de probă, considerat global, să fie egală cu zero, adică

$$\sum_{\text{(pe probă)}} \vec{I}_s v_i = 0, \tag{14.13}$$

unde v_i este volumul domeniului i.

In acest caz, apare o energie pozitivă, legată de existența frontierelor dintre domeniile feromagnetice. Experiența ne arată însă că, abstracție făcînd de acest fapt, tocmai această stare *demagnetizată* este naturală pentru corpul feromagnetic și, de aceea, se impune de aici concluzia că energia frontierelor dintre domenii (energia superficială) este mai mică decît energia (de volum) a cîmpului de demagnetizare (14.12). Numai în cazul magnetizării probei în lungul direcției cu factor de demagnetizare nul (tor omogen, magnetizat în lungul axei), ne-am fi putut aștepta la absența domeniilor. În cristalele reale, tabloul se complică, din cauza existenței anizotropiei magnetice și a diverselor neomogeneități structurale și chimice.

Ipoteza domeniilor de magnetizare spontană. a căpătat, pentru prima dată, o demonstrație cantitativă teoretică în lucrarea lui Frenkel și Dorfman [233]. Ei au calculat dimensiunile domeniilor, ținînd seama numai de concurența dintre forțele de schimb și acțiunea de demagnetizare a suprafeței, și au obținut că dimensiunile liniare l ale domeniilor depind de dimensiunile L ale probei, potrivit formulei

$$l \sim \sqrt{L}. \tag{14.14}$$

În particular, pentru corpurile de dimensiuni mijlocii cu $L \sim 1$ cm, ei au obținut $l \sim 10^{-2}$ cm, adică dimensiuni pe deplin macroscopice. Acest fapt justifică abordarea termodinamică „clasică“ a problemei domeniilor de magnetizare spontană.

Teoria cantitativă riguroasă a domeniilor feromagnetice a fost elaborată de L.Landau și E.Lifșiț [212, 162], care au ținut seama de influența energiei de anizotropie magnetică. Magnetizarea în domenii este orientată în lungul axelor de cea mai ușoară magnetizare. În cazul unui cristal feromagnetic uniax (cobalt sau orice material supus unor tensiuni unilaterale puternice), domeniile au forma unor straturi plan-paralele cu suprafețe paralele cu axa de cea mai ușoară magnetizare. Grosimea de echilibru d a domeniilor poate fi găsită din formula (14.14) și cu un coeficient care este determinat de raportul dintre

energia de schimb și energia anizotropiei magnetice $\left(\sim \sqrt[4]{\frac{A}{k_1 a}}\right)$[1]).

În apropiere de suprafață, forma domeniilor feromagnetice devine astfel, încît ea micșorează efectul de demagnetizare (fig.57 *a*), chiar cu prețul măririi energiei de anizotropie în domeniile superficiale, care au forma unor prisme triunghiulare, și unde magnetizarea este îndreptată perpendicular pe axa celei mai ușoare magnetizări, dar paralel cu suprafața probei. Dacă suprafața probei este plană, însă înclinată față de axa de cea mai ușoară magnetizare, forma domeniilor de frontieră se complică întrucîtva. În modul acesta, distribuția magnetizării spontane, care corespunde minimului energiei libere, are caracterul distribuției cu *flux magnetic închis*. În fig. 57 *b*, se dă demonstrația experimentală a existenței unei asemenea structuri a domeniilor feromagnetice, cu ajutorul așa-numitelor benzi Akulov-Bitter (vezi mai jos, punctul **d)** pentru cazul monocristalului de aliaj fier-siliciu, a cărui suprafață coincide cu suprafața cristalografică (*100*). Axa magnetizării ușoare coincide cu normala la suprafața monocristalului, care este perpendiculară pe planul figurii. Dacă renunțăm la domeniile triedrice, care închid fluxul magnetic (fig.57*a*), pe suprafața monocristalului vor apare poli magnetici cu semn variabil: $|\mathrm{Div}\,\vec{I}| = \pm I_s$. Acești poli vor produce un cîmp magnetic care posedă o energie. Raportul dintre energia structurii cu flux închis și energia structurii cu flux deschis va fi determinat, în principal, de raportul dintre constanta de anizotropie magnetică k (care determină energia domeniilor superficiale triedrice, fig. 57 *a*) și pătratul saturației I_s^2, care determină, potrivit formulei (14.11a), mărimea cîmpului de demagnetizare. Astfel, în cazul fierului, de pildă, avem $k/I_s^2 < 1$ și, de aceea, energia structurii cu flux închis este mai mică decît a celei cu flux deschis. În materialele care au $k/I_s^2 \gg 1$, poate avea loc relația inversă. Un calcul mai detaliat al lui E.Lifșiț [162] a arătat că, pe măsură ce domeniile (triedrice) superficiale cresc, devine favorabilă din punct de vedere energetic descompunerea lor, cu apariția unor domenii în formă de pene (fig.58) și a unor sarcini „magnetice" superficiale pe suprafețele de contact ale domeniilor (acest ultim fapt înlătură condiția de anulare a cîmpului de demagnetizare $\mathrm{div}\,\vec{I}_s = 0$).

[1]) Mărimea a are dimensiunea unei lungimi de ordinul de mărime al constantei rețelei cristaline.

Landau și Lifșiț au determinat și legea după care variază orientarea magnetizării în stratul limită dintre domenii, grosi-

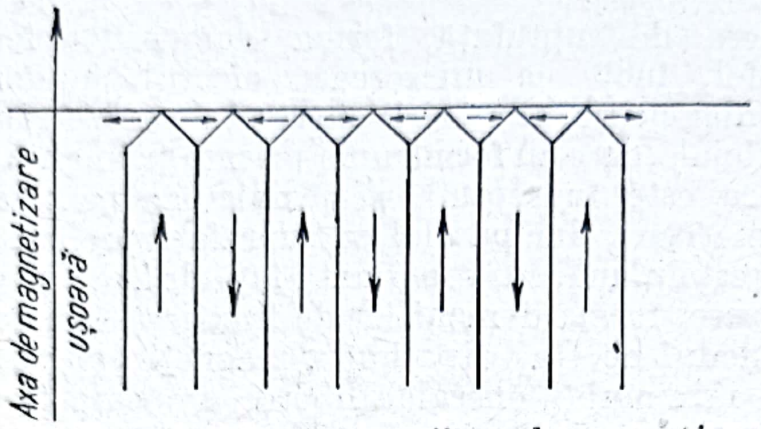


Fig. 57a. Structura domeniilor de magnetizare spontană într-un corp feromagnetic cu o singură axă de magnetizare ușoară (Landau și Lifșiț [212]).

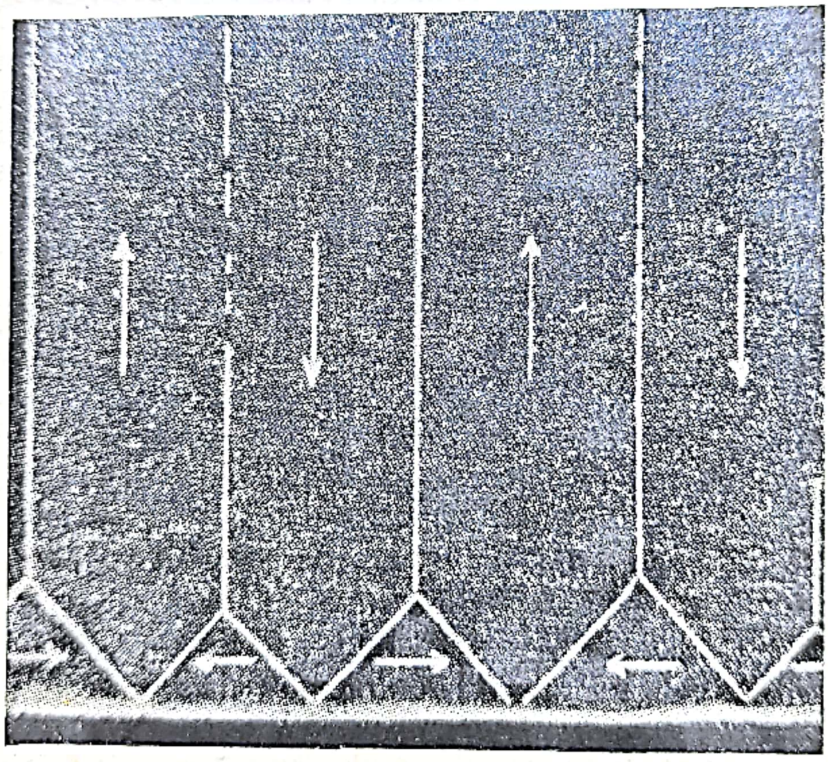


Fig. 57 b. Benzile lui Akulov-Bitter pe suprafața (*100*) a unui monocristal al aliajului fier-siliciu (Williams).

mea eficace δ a acestui strat și densitatea energiei superficiale a acestui strat, în funcție de diverși parametri magnetici. Și anume, pentru grosimea δ, s-a obținut formula generală

$$\delta \sim \sqrt{\frac{A}{k_{ef}\, a^3}},$$

unde k_{ef} este constanta efectivă de anizotropie magnetică

($\sim \alpha k_1 + \beta \lambda_s \sigma$). În cazul fierului, evaluarea numerică a lui δ, la temperatura camerei, ne dă valoarea, $\sim 250\ \mathring{A} = 2{,}5 \cdot 10^{-6}$ cm.

Din (14.15), se vede că, cu cît materialul este mai puțin anizotrop, adică cu cît k_{ef} este mai mic, stratul limită este mai gros și, prin urmare, domeniile feromagnetice individuale sînt delimitate mai puțin precis. Afară de aceasta, pe măsură ce temperatura crește, k_{ef} scade mult; aceasta duce, deasemenea, la faptul că frontiera își pierde claritatea, pe măsură ce ne apropiem de punctul Curie, la care domeniile dispar cu totul. Densitatea energiei superficiale libere este

$$\gamma \sim \sqrt{\frac{k_{ef} \cdot A}{a}}. \quad (14.16)$$

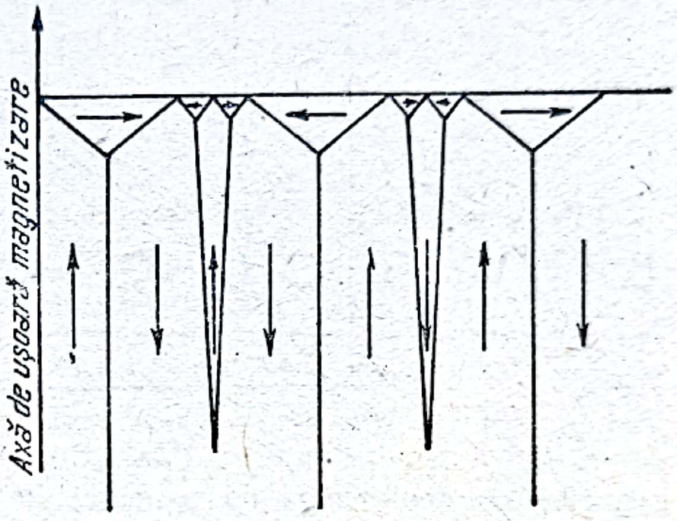


Fig. 58. „Structura fină" a domeniilor de magnetizare spontană ale unui corp feromagnetic uniax în vecinătatea suprafeței normale la axa de magnetizare ușoară (după Lifșiț [162]).

Formula (141.6) ne arată că, cu cît materialul este mai puțin anizotrop, cu atît mărimea γ este mai mică. Evaluarea numerică arată că, de exemplu la fier, la temperatura camerei, densitatea de energie γ este de ordinul a 1 erg/cm^2. Vom vedea mai jos că natura și mărimea neomogeneităților energiei γ în material determină, în fond, procesele de magnetizare în domeniul cîmpurilor magnetice slabe. Calculul lui Landau și Lifșiț a fost generalizat de Șirobokov [237] și Holodenko [235], care au ținut seama de prezența cîmpului magnetic exterior. Generalizarea acestui calcul pentru cazul cristalului cu mai multe axe de magnetizare ușoară a fost efectuată de către Șirobokov [234], Lifșiț [162] și Vonsovski [236]. În acest caz, în anumite condiții, apare posibilitatea să existe nu numai vecinătăți „antiparalele" sau vecinătăți la 180° între domenii (fig. 57 și 58), ci și două tipuri de vecinătăți cu magnetizări orientate perpendicular între ele (vecinătăți la 90°), vezi fig.59. După cum a arătat Lifșiț, trebuie să ținem seama aici nu numai de energia de anizotropie magnetică, ci și de energia magnetoelastică, deoarece, din cauza fenomenului de magnetostricțiune, distribuția de echilibru a magnetizării spontane depinde esențial de tensiunile elastice.

Scanned with OKEN Scanner

În cristalele reale, din cauza neomogeneităților structurale inevitabile, situația se complică, desigur, apreciabil. În orice caz, se poate spune că frontiera dintre domenii este astfel situată, încît creșterea energiei libere a cristalului feromagnetic, produsă de ea, să fie minimă. De aceea, în cazul domeniilor antiparalele, frontierele se dispun, de regulă, în regiunile de minim al tensiunilor interioare remanente, unde mărimea $k_{ef} \sim \alpha k + \beta\lambda\sigma$ este minimă și, prin urmare, după (14.16), și γ este minim. În cazul domeniilor perpendiculare între ele, frontiera se situează în locurile unde se schimbă semnul tensiunilor interioare (deoarece, din cauza schimbării semnului lui σ, axele de magnetizare ușoară ale domeniilor vecine sînt diferite).

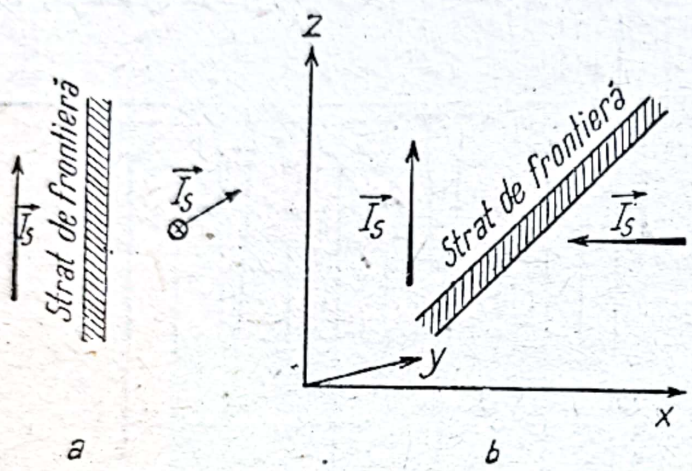


Fig. 59. Cele două tipuri de vecinătăți la 90° ale domeniilor de magnetizare spontană într-un cristal magnetic uniax (Vonsovski [132, 236]).

Teoria lui Landau și Lifșiț a fost dezvoltată, în ultimul timp, într-o serie de lucrări ale lui Neel [237] și Kittel [238], care au adus unele pecizări concrete, fără a schimba principiile fundamentale ale teoriei.

c) **Particulele feromagnetice mici.** În legătură cu problema domeniilor de magnetizare spontană, în ultimul timp, a căpătat o dezvoltare mare și problema proprietăților magnetice ale particulelor feromagnetice mici și ale peliculelor subțiri. Pentru a ne face o idee clară despre importanța acestei probleme, este necesar să precizăm ce anume trebuie să înțelegem prin particule *mici* și pelicule *subțiri*. În probele feromagnetice masive, cu care avem de-a face în practică, volumul lor include un număr foarte mare de domenii de magnetizare spontană[1]). Dacă micșorăm dimensiunile probei, de pildă transformînd-o în pulbere măruntă, dimensiunile particulelor ei pot deveni, treptat, comparabile cu dimensiunile de echilibru ale domeniului feromagnetic. Cauza

[1]) Ca excepție, putem indica cazul cadrelor monocristaline închise (v. mai jos), în care dimensiunile domeniilor de magnetizare spontană sînt comparabile cu dimensiunile probei.

principală a acestui fenomen este faptul că, odată cu micșorarea dimensiunilor particulei, importanța relativă a energiei superficiale a straturilor de frontieră dintre domenii crește și ea devine comparabilă cu (sau chiar mai mică decît) energia de volum a cîmpului magnetic propriu al probei lipsite de o structură a domeniilor cu flux închis. În modul acesta, ca rezultat al fărîmițării materialuui, apare un moment cînd proba se transformă într-un domeniu unic de magnetizare spontană, adică într-un magnet permanent. Posibilitatea acestui fenomen a fost, pentru prima dată, arătată în lucrarea lui Frenkel și Dorfman [233], din anul 1930. Astăzi, studiul acestui fenomen a căpătat un interes actual, în legătură cu problema aliajelor cu forță coercitivă mare (vezi mai jos, § 15). Acestei probleme îi sînt consacrate lucrările lui Vonsovski [132, 236], Komar și alții [343], Șur și alții [388, 390], precum și Kittel [238], Neel [239], Stoner și Wohlfarth [240]. Rezolvarea cea mai riguroasă a acestei probleme a fost dată în lucrările lui E.I.Kondorski [241], în care el a stabilit criteriul „caracterului unidomenial absolut“[1]) și a dat teoria proprietăților magnetice ale corpurilor feromagnetice cu dispersie fină. Kondorski arată în mod just că, în lucrările amintite ale lui Kittel [238], Neel [239], Stoner și Wohlfarth [240], în calculul dimensiunilor critice ale particulelor feromagnetice, nu s-a ținut seama de stările corespunzătoare minimului de energie și nu s-a determinat influența cîmpului magnetic asupra distribuției magnetizării în interiorul particulei. Din această cauză, nu s-a ținut seama de posibilitatea perturbării „caracterului unidomenial“ în procesul de remagnetizare.

Condiția de omogeneitate a magnetizării în particulă se reduce la condiția ca creșterea de energie ΔF să fie pozitivă pentru orice perturbare a omogeneității:

$$\Delta F = \Delta F_{\text{sch}} + \Delta F_{\text{aniz}} + \Delta F_{\text{demag}} + \Delta F_{\text{m. ext}} > 0; \quad (14.17)$$

aici ΔF_{sch}, ΔF_{aniz}, ΔF_{demag} și $\Delta F_{\text{m.ext}}$ sînt, respectiv, creșterea energiei de schimb, a energiei de anizotropie magnetică, a energiei cîmpului propriu al sarcinilor magnetice ale particulei și a energiei față de cîmpul magnetic exterior, care apare atunci cînd distribuția magnetizării spontane în praticula cu flux mag-

[1]) Termenul de „caracter unidomenial“ înseamnă că întregul volum al particulei feromagnetice este ocupat de un singur domeniu de magnetizare spontană.

netic închis este perturbată. De exemplu, pentru particule de forma unor cilindri alungiți sau a unor elipsoizi de revoluție, se realizează, după Kondorski, o distribuție a magnetizării la care componenta I_z în lungul axei mari z a probei rămîne omogenă, iar componenta transversală $I_\perp$ se rotește într-un plan perpendicular pe axa z (fig. 60. a). Sînt posibile, desigur, și alte forme de distribuție a magnetizării (v. fig. 60, *b*). În planul perpendicular

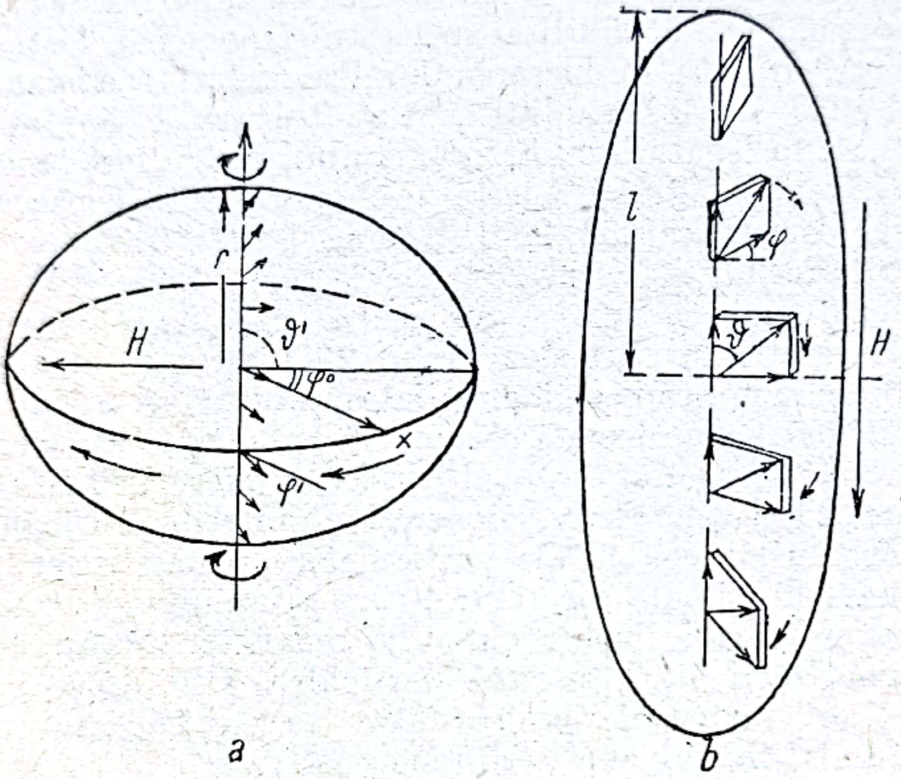


Fig. 60. Cele două tipuri de distribuție a magnetizării spontane într-o particulă feromagnetică „unidomenială" mică, de formă elipsoidală (după Kondorski [241]).

pe axa z, direcția lui $I_\perp$ este determinată de unghiul constant ϑ, pe care îl formează $\vec{I}_s$ cu axa z și de azimutul φ, format cu axa x, care este funcție numai de z și variază de la $-\varphi_0$ la $+\varphi_0$[1]).

Calculul dimensiunilor critice ale particulei, la care ea devine absolut „unidomenială", constă în determinarea funcțiilor $I_x(xyz)$, $I_y(xyz)$, $I_z(xyz)$, ale componentelor magnetizării corespunzătoare minimului energiei libere totale F a particulei. Kondor-

[1]) Aceasta înseamnă că axa x este astfel aleasă încît, în secțiunea medie transversală față de axa z a probei, ea coincide cu $I_\perp$ ($\varphi = 0$); axa de magnetizare ușoară nu coincide, în cazul general, nici cu axa z nici cu axa x și este determinată de unghiurile ϑ' și φ'

ski a dat cea mai riguroasă soluție a acestei probleme variaționale.

Problema determinării distribuției magnetizării, care să satisfacă condiția de minim a lui F se rezolvă cu condiția ca să fie constante magnetizarea spontană I_s (excluderea procesului para), constanta de anizotropie magnetică k și parametrul energiei de schimb A. În urma rezolvării, trebuie să găsim, în afară de distribuția $\vec{I}$ (xyz), și dimensiunile particulei.

Să presupunem că particula are forma unui elipsoid cu semiaxa mare a și cu semiaxa mică R. Să orientăm axa z a unui sistem ortogonal de coordonate în lungul axei mari a particulei; să presupunem că această axă coincide cu singura axă de magnetizare ușoară (cazul unui cristal uniax) și că, în lungul ei, este orientat cîmpul exterior $\vec{H}$. Atunci energiile amintite mai sus vor fi

$$\left.\begin{aligned} F_{\text{sch}} &= \frac{cA}{a_0 I_s}\int_v [(\nabla I_x)^2+(\nabla I_y)^2+(\nabla I_z)^2]\, dv, \\ F_{\text{aniz}} &= \frac{k}{I_s^2}\int_v (I_x^2+I_y^2)\, dv; \qquad F_{\text{m.ext}} = -H\int_v I_z\, dv, \\ F_{\text{demag}} &= \frac{1}{2}\int_S \sigma V_e\, dS+\frac{1}{2}\int_v \rho V_i\, dv, \end{aligned}\right\} \quad (14.18)$$

unde $\sigma = I_s \cos(\vec{n}\vec{I}_s)$ este densitatea superficială a sarcinilor magnetice, $\vec{n}$ versorul normalei la suprafața particulei, iar $\rho = \operatorname{div}\vec{I}_s$ densitatea de volum, a_0 constanta rețelei, $c = 1/2, 1, 2$, respectiv, pentru o rețea simplă, pentru o rețea centrată în spațiu și pentru o rețea cu fețe centrate; V_i și V_e sînt, respectiv, potențialul interior și cel exterior ale cîmpului produs de sarcinile magnetice ale particulei. Ecuațiile lor sînt:

$$\Delta V_i = -4\pi\rho;\ \Delta V_e = 0,\ \frac{\partial V_e}{\partial n}-\frac{\partial V_i}{\partial n} = -4\pi\sigma. \quad (14.19)$$

Integrarea în (14.18) este extinsă la volumul v al particulei sau la suprafața ei S.

Analiza expresiei energiei de schimb F_{sch} ne arată că, la R destul de mici, chiar abateri mici ale magnetizării de la omogeneitate duc la o creștere importantă a lui F_{sch}. De aceea, la R destul de mici, componenta I_z a magnetizării în lungul axei z va diferi puțin de magnetizarea de saturație I_s, iar componentele

I_x și I_y vor fi mici. Aceasta ne permite să aplicăm în calcule metoda de aproximație a lui Ritz. Dacă introducem un sistem de coordonate cilindrice (z, r, φ), este ușor de văzut că minimul energiei libere F se obține pentru $I_r = 0$, deoarece, dacă componenta I_z rămîne fixă, creșterea lui I_r pe seama lui I_φ mărește pe F_{demag}, fără a schimba ceilalți termeni din (14.18). În modul acesta, se poate spune, de la început, că $I_r = 0$; notînd cu ε unghiul mic dintre axa z și vectorul I_s, avem

$$I_z = I_s \cos \varepsilon, \quad I_\varphi = I_s \sin \varepsilon.$$

Metoda lui Ritz constă în a scrie mărimea ε, care este mică, sub formă de serie

$$\varepsilon = \varepsilon_1 \frac{r}{R} + \varepsilon_3 \left(\frac{r}{R}\right)^3 + \varepsilon_{12} \frac{r}{R} \left(\frac{z}{a}\right)^2 + \ldots \qquad (14.20)$$

și, prin urmare, problema se reduce la determinarea mărimilor mici ε_1, ε_3, ε_{12} etc. din condiția de minim a lui F. Kondorski a efectuat calculul, ținînd seama numai de primii doi termeni din (14.20). Atunci $\operatorname{div} \vec{I}_s = 0$ și, de aceea, în conformitate cu (14.19), potențialele V_i și V_e satisfac ecuația lui Laplace. Soluția acestor ecuații se caută în coordonate eliptice. Ele au forma unor serii de produse de funcții Legendre de prima și a doua speță. Coeficienții dezvoltării se determină din condiția (14.19) și din condiția de continuitate a potențialului la suprafața particulei. Efectuînd calculele, componentele energiei libere (14.18), cu aproximația termenilor de ordinul lui ε_1, $\varepsilon_1\varepsilon_3$, ε_3^2, ε_1^4, $\varepsilon_1^3\varepsilon_3$, vor fi

$$\left.\begin{aligned}
F_{\text{demag}} &= \frac{1}{2} N_a I_s^2 \left[1 - \frac{2}{5}\varepsilon_1^2 \left(1 - \frac{8}{7}\varkappa + \frac{8}{21}\varkappa^2 \right) + \right. \\
&\qquad \left. + \frac{244}{3675}\varepsilon_1^4 \left(1 - \frac{464}{183}\varkappa \right) \right] \varphi, \\
F_{\text{sch}} &= 2 \frac{cA}{a_0 R^2} \varepsilon_1^2 \left[1 - \frac{8}{5}\varkappa + \frac{8}{7}\varkappa^2 - \frac{1}{15}\varkappa^2 - \right. \\
&\qquad \left. - \frac{1}{15}\varepsilon_1^2 \left(1 - \frac{16}{7}\varkappa \right) \right] \varphi, \\
F_{\text{anIz}} &= \frac{2k}{5}\varepsilon_1^2 \left[1 - \frac{8}{7}\varkappa + \frac{8}{21}\varkappa^2 - \frac{8}{105}\varepsilon_1^2 \left(1 - \frac{8}{3}\varkappa \right) \right] \varphi, \\
F_{\text{m.ext}} &= -HI_s \left[1 - \frac{1}{5}\varepsilon_1^2 \left(1 - \frac{8}{7}\varkappa + \frac{8}{21}\varkappa^2 \right) - \right. \\
&\qquad \left. - \frac{1}{105}\varepsilon_1^2 \left(1 - \frac{8}{3}\varkappa \right) \right] \varphi,
\end{aligned}\right\} \qquad (14.21)$$

unde $\varkappa = -\varepsilon_3/\varepsilon_1$, N_a este factorul de demagnetizare în lungul axei a și $v = \frac{4\pi a R^2}{3}$, volumul particulei. Din condițiile $\partial F/\partial \varepsilon_1 = 0$ și $\partial F/\partial \varkappa = 0$, găsim ε_1 și $\varkappa$ corespunzătoare minimului lui F, la valori date pentru R, N_a, A, k și H (pentru ε_1 mici, obținem că $\varkappa > 0$ și $\varepsilon_3 < 0$). Punînd $\varepsilon_1 = 0$, găsim valoarea maximă a lui R la care magnetizarea rămîne omogenă. Din aceleași condiții, putem determina variația forței coercitive a particulei, în funcție de dimensiunile și de forma ei (v. mai jos punctul h). Calculul ne dă următoarea condiție de omogeneitate a magnetizării în particulă:

$$R \leqslant \frac{m}{I_s} \sqrt{\frac{10cA}{a_0\left(N_a - \frac{H}{I_s} - \frac{2k}{I_s^2}\right)}}; \qquad (14.22)$$

aici m este un factor de corecție $\sim 0{,}95$, determinat de factorii care conțin pe $\varkappa$. Particula rămîne magnetizată omogen pentru toate valorile cîmpului

$$H \leqslant H_{c\max} = I_s\,(N_R - N_a) + \frac{2k}{I_s},$$

adică va fi absolut unidomenială, dacă

$$R \leqslant R_0 = \frac{m}{I_s}\sqrt{\frac{10cA}{a_0 N_R}} \approx \frac{0{,}95}{I_s}\sqrt{\frac{10cA}{a_0 N_R}}, \qquad (14.22\,a)$$

unde N_R este factorul de demagnetizare în lungul axei mici a particulei. În tabela XIII, sînt date valorile dimensiunilor critice, în Å.

Tabela XIII

Evaluarea dimensiunilor critice (în Å) ale particulelor feromagnetice, corespunzătoare apariției omogeneității magnetizării (după Kondorski).

Materialul	Sferă (r_0) ($N = 4\pi/3$)	Elipsoid (R_0) ($N_1 = 2\pi$)	Cilindru (l_0) ($N_R \cong 2\pi$)
Fier	180	146	114
Nichel	410	335	260

Demonstrația experimentală a omogeneității magnetizării în grăunții feromagnetici mici a fost dată, pentru prima oară, de Antik și Kubîșkina [242], care au studiat amalgamele feromagnetice. Haul și Schoon [243], Beischer și Winkel [244], Winkel și Haul [245] au descoperit omogeneitatea magnetizării în aero-

soli de δ-Fe_2O_3 și nichel, la dimensiuni mijlocii de ordinul a 100—200 Å, ceea ce concordă bine cu evaluările lui Kondorski. Elmore [246] și Heaps [247] au descoperit un fenomen analog în coloizii feromagnetici. Neel [248] a studiat problema influenței fluctuațiilor termice asupra magnetizării particulelor feromagnetice foarte mici și a arătat că, pentru ca magnetizarea să fie stabilă, dimensiunile particulelor nu trebuie să fie mai mici de $\sim$ 150 Å.

Kittel și alții [249] au efectuat o experiență foarte convingătoare, care arată că proprietățile magnetice ale pulberilor feromagnetice fine sînt determinate de proprietățile unui singur domeniu de magnetizare spontană. După cum se poate calcula, cîmpurile magnetice H_s, necesare pentru saturarea unei probe feromagnetice formate dintr-o suspensie de particule feromagnetice incluse într-o matriță nemagnetică (cînd gradul de dizolvare este mare și interacțiunea magnetică dintre particule poate fi neglijată) vor fi mult mai mici în cazul (A) al unei particule formate dintr-un singur domeniu, decît în cazul (B) al particulelor avînd structură cu mai multe domenii cu flux închis. Observațiile efectuate pe pulberi de nichel (dimensiunile particulelor $\sim 200 \pm$ $\pm$ 50 Å) au arătat că $H_s(A) = 500 \pm 50$ oersted, iar $H_s(B) =$ $= 2100 \pm 100$ oersted. Teoria ne dă, respectiv, $H_s = 2k/I_s$ (în cazul sinterizării particulelor, această valoare poate fi mai mică) și $4\pi I_s/3$, adică $\sim$ 150 și 2 100 oersted.

Se poate pune problema: ce se va întîmpla cu proprietățile particulelor feromagnetice mici, dacă vom continua să micșorăm dimensiunile particulelor cu mult sub dimensiunile critice date de o formulă de tipul (14.22 a). După cum a arătat Vonsovski, trebuie să ținem seama, în acest caz, de caracterul cuantic al fenomenului „cooperativ“ al feromagnetismului. Dacă dimensiunile liniare ale probei feromagnetice vor fi egale cu o anumită mărime δ, atunci, conform relației de nedeterminare din mecanica cuantică, impulsul p al electronului (care se propagă liber în acest volum) are impreciziunea dată de formula

$$\Delta p \approx \frac{\hbar}{\delta}. \qquad (14.23)$$

De aceea, se poate spune că energia $\Delta\varepsilon_0$ a electronului, determinată de faptul că electronul „simte“ limitele volumului în care este cuprins, va deveni

$$\Delta\varepsilon_0 \approx \frac{\hbar^2}{2m\,\delta^2}. \qquad (14.24)$$

Dacă, în formula(14.24), punem $\hbar^2 = 1{,}2 \cdot 10^{-54}$ şi $m = 9{,}1 \cdot 10^{-28}$, obţinem

$$\Delta\varepsilon_0 \sim \frac{10^{-27}}{\delta^2}. \qquad (14.24\ a)$$

Egalînd această energie „de zero" (14.24 a) cu energia de schimb $A \sim k\Theta$ (Θ este punctul Curie), putem determina uşor dimensiunea liniară critică δ_0 a probei feromagnetice la care, în virtutea acţiunii dezordonate a energiei de zero (analog agitaţiei termice), feromagnetismul dispare la toate temperaturile. Din această comparaţie, vedem că, pentru substanţele feromagnetice obişnuite cu punctul Curie ridicat ($\sim 1 - 0{,}5 \cdot 10^3$ °K), aceste dimensiuni critice reprezintă

$$\delta_0 \sim 10\ \text{Å}, \qquad (14.25)$$

adică sînt de ordinul zecilor de distanţe atomice. Experienţele cu aerosoli [243—245] precum şi observaţiile lui König [250], care a arătat, cu ajutorul efectului Faraday, că feromagnetismul în fier dispare atunci cînd dimensiunile particulelor peliculei iradiate nu depăşesc 10—12 Å, confirmă evaluarea teoretică de mai sus.

d) Demonstraţii experimentale ale existenţei domeniilor feromagnetice. Dovezile experimentale directe ale existenţei domeniilor de magnetizare spontană sînt următoarele: 1) forma în trepte a curbelor de magnetizare în domeniul cîmpurilor slabe (în special, în vecinătatea creşterii celei mai pronunţate a curbei), adică aşa-numitul efect Barkhausen, şi 2) neomogeneitatea în distribuţia particulelor coloidale magnetice la suprafaţa cristalului feromagnetic (aşa-numitele benzi Akulov-Bitter).

După cum au arătat cercetările amănunţite, curba de magnetizare a unei substanţe feromagnetice prezintă trepte (fig. 61). Porţiunile verticale ale curbei corespund variaţiei în salturi a magnetizării, care se produce la un cîmp magnetic exterior constant, din cauza variaţiei rapide a orientării magnetizării în domeniile feromagnetice individuale, nemagnetizate iniţial în direcţia cîmpului magnetic exterior. Acest efect a fost descoperit întîmplător, în anul 1919, de Barkhausen [251]. Arkadiev [252] a elaborat o metodă acustică foarte simplă pentru determinarea acestor variaţii în salturi a magnetizării. Cu ajutorul oscilografului, se poate efectua un studiu amănunţit al salturilor (v. [132]) şi determina volumul mediu al domeniului care se remagnetizează într-un singur salt. Volumul determinat în acest mod coincide cu evaluarea teoretică a dimensiunilor domeniului feromag-

netic. Cu ajutorul unor acțiuni speciale asupra materialului (alungire elastică etc), se poate mări arbitrar mărimea salturilor, dînd curbei de hysteresis, la limită, o formă exact dreptunghiulară (v. mai jos). Nu trebuie să credem că fiecare salt individual corespunde întotdeauna remagnetizării unui domeniu. De regulă, salturile individuale corespund remagnetizării numai unei anumite fracțiuni a acestor domenii (v. mai jos, punctul h)).

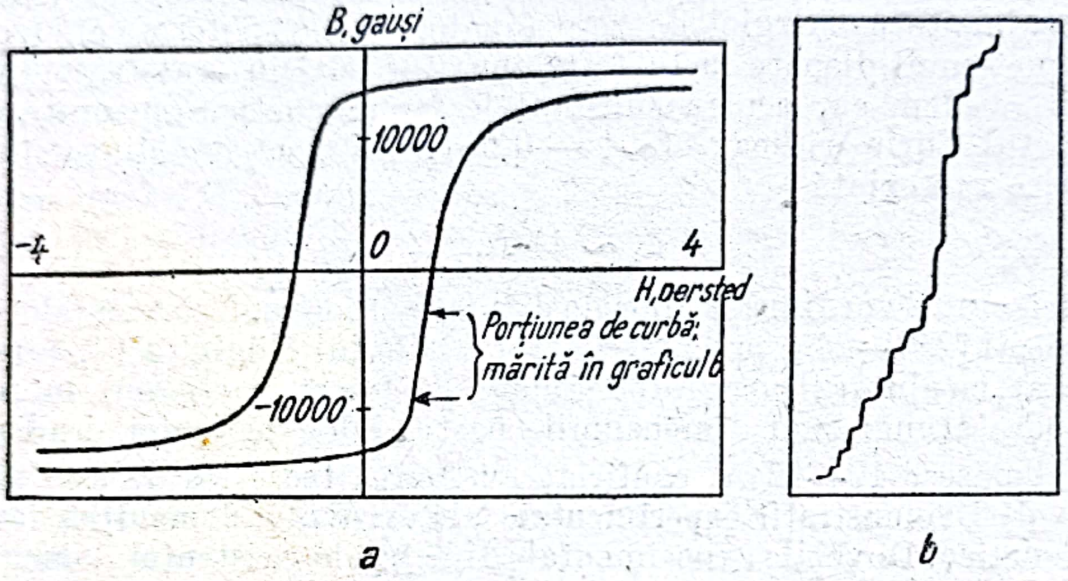


Fig. 61. Caracterul în trepte al curbei de magnetizare.

Dintre lucrările noi în care se studiază variațiile în salturi ale magnetizării corpurilor feromagnetice, trebuie să menționăm cercetările lui Țomakion și Ivlev [253], precum și cele ale lui Bush, Tebble și alții [254].

În anul 1931, Akulov (v. [213]) și Bitter [255] au arătat că o pulbere feromagnetică măruntă, în suspensie într-un lichid, formează, prin depunere pe o suprafață bine polisată a unor monocristale feromagnetice, figuri (benzi, striațiuni) de formă regulată. S-a arătat, de asemenea, dependența poziției acestor benzi de starea magnetică a probei. Asemenea depuneri ale pulberii pe monocristale de fier și nichel au fost studiate amănunțit de Akulov și Dehtiar [256], Akulov și Raievski [257]. Miller și Steinberg [258] au studiat depuneri pe cristale de magnetită. Akulov și Bazurina [259], pe cristale de cobalt. Cercetările depunerilor de pulbere efectuate de Elmore [260] se găsesc nu numai într-o concordanță calitativă, ci și într-o concordanță cantitativă cu evaluările teoretice ale dimensiunilor domeniilor fero-

magnetice. În fig. 62, se dau exemple de figuri tipice de depunere pe suprafețele cristalelor feromagnetice (grăunți individuali ai unei probe cu grăunți mari de fier-siliciu), la care, în planul suprafeței, se află axa tetragonală. La marginile grăunților, se vede structura secundară a depunerii, legată de apariția domeniilor în formă de pană, prevăzute de Lifșiț [162].

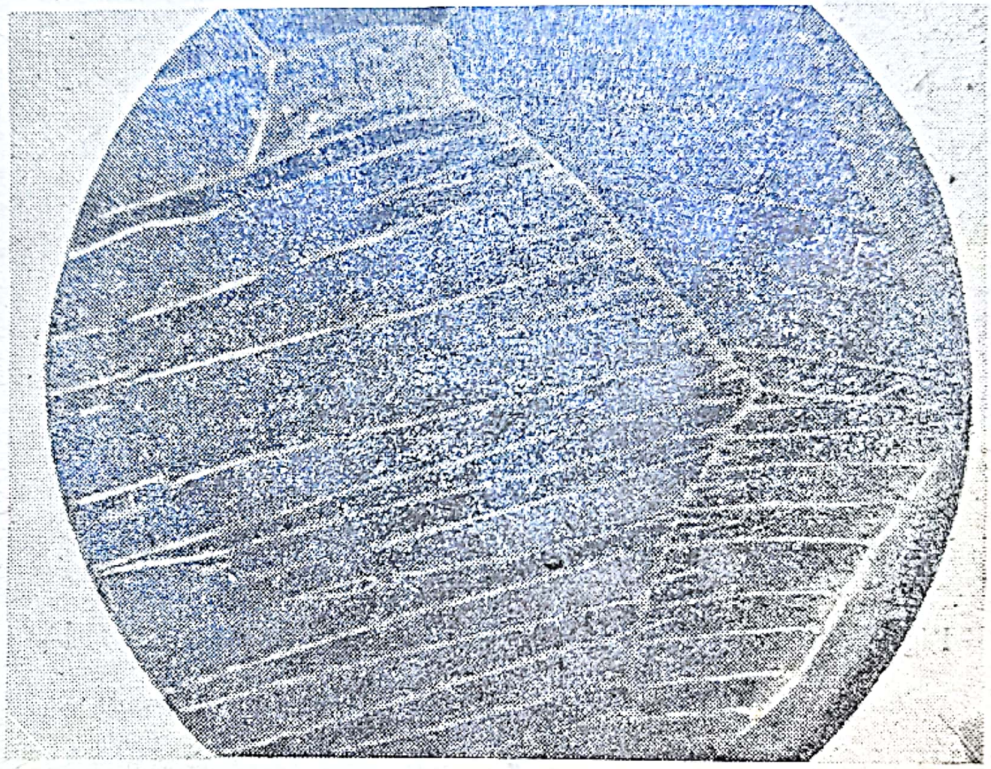


Fig. 62. Structura domeniilor feromagnetice în grăunții individuali ai unui policristal de aliaj fier-siliciu (Williams).

Nu trebuie să uităm că benzile Akulov-Bitter ne dau informații asupra structurii domeniilor la suprafața cristalului, și nu în interiorul volumului lui.

Analiza cea mai amănunțită a imaginilor depunerilor de pulbere ale lui Akulov-Bitter a fost efectuată în cercetările experimentale ale lui Williams, Bozorth și Shockley [261], Williams și Shockley [262], precum și Bates și Neale [263], Bozorth și alții [264]. In fig. 63—66, se dau cîteva imagini tipice ale depunerilor obținute în aceste lucrări. Dacă suprafața cristalului feromagnetic, de pildă a aliajului fier-siliciu, este înclinată puțin, sub un unghi mic față de planul cristalografic (*100*), în care se

află axele de magnetizare ușoară, atunci figura simplă a depunerilor de pulbere (fig. 57 b, fig. 62) se complică. În acest caz, în

Fig. 63 a. Benzi Akulov-Bitter în formă de „ace de brad".

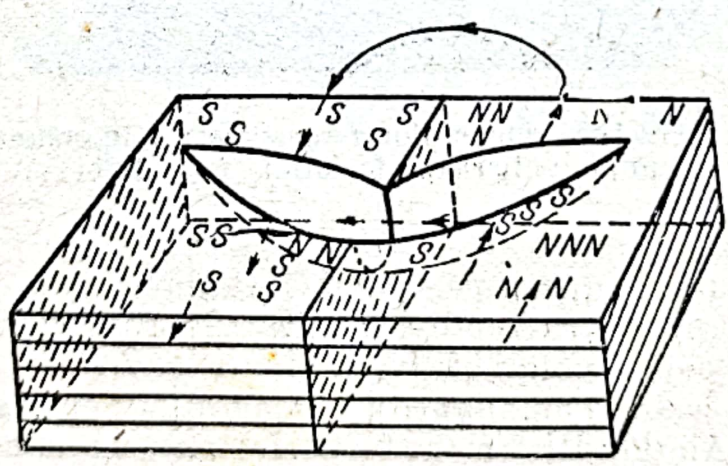


Fig. 63 b. Explicația apariției benzilor în formă de „ace de brad".

apropierea benzilor care separă domeniile feromagnetice, încep să crească ramificații sub formă de pană și figura seamănă cu niște

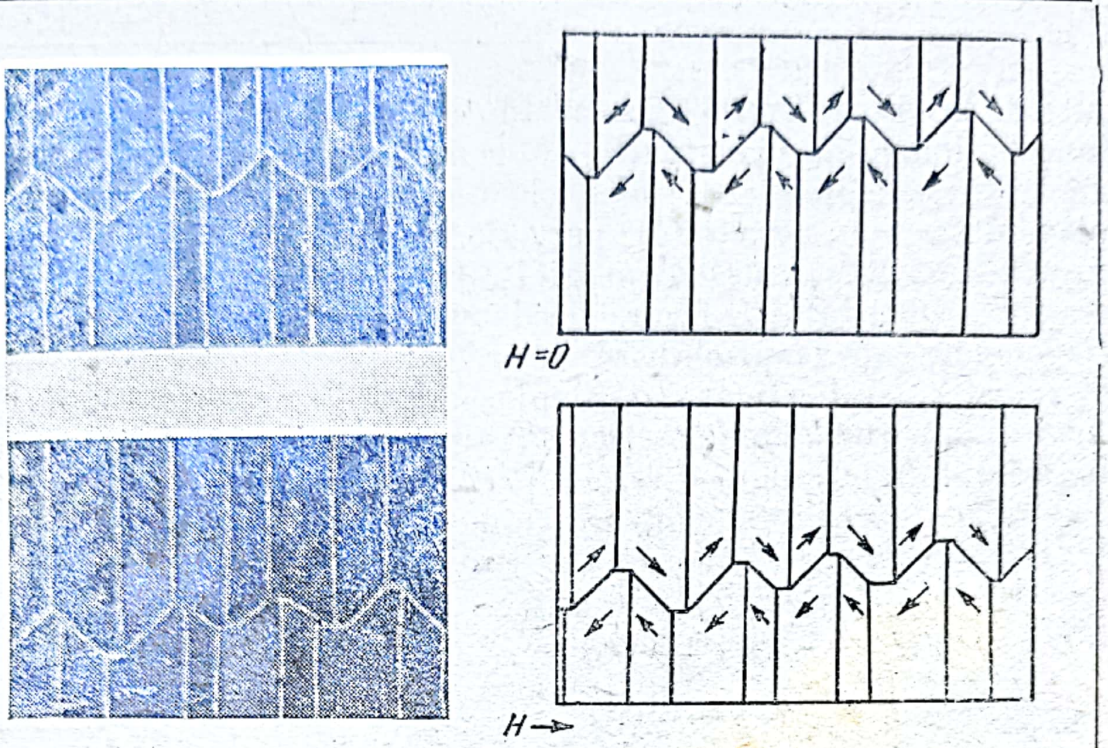


Fig. 64 a. Deplasarea frontierelor la 180° între domeniile feromagnetice, în cazul magnetizării în lungul axei [*011*] în planul (*100*). (Axele de magnetizare ușoară de tip [*100*]).

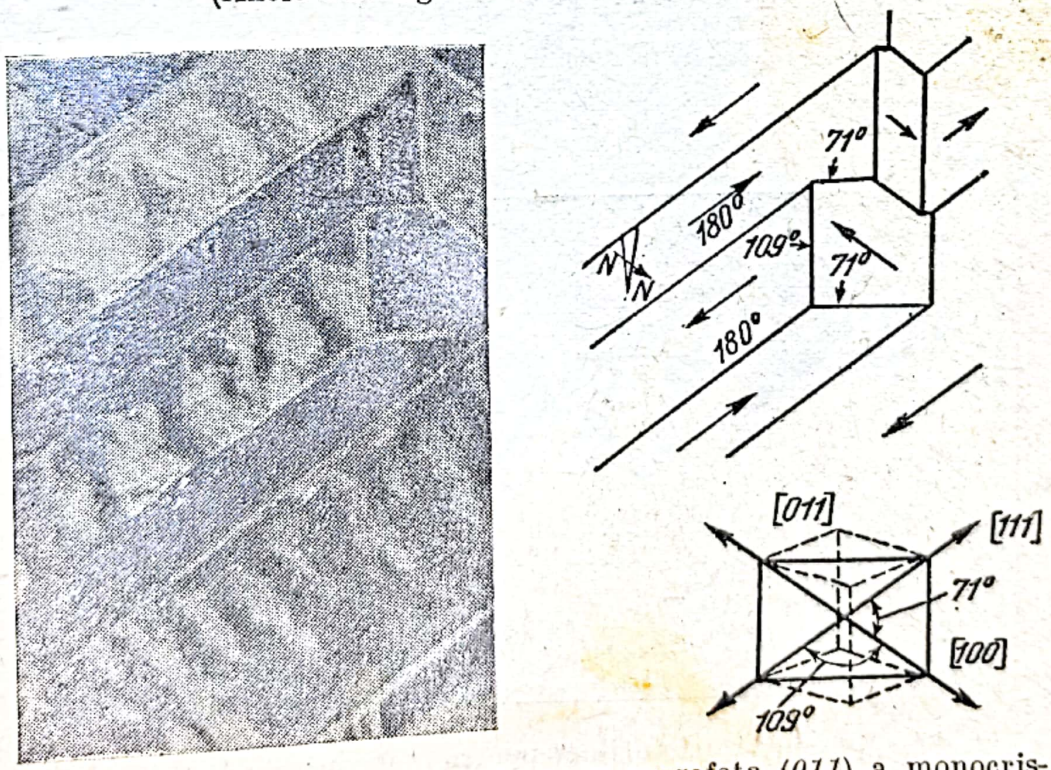


Fig. 64 b. Benzile Akulov-Bitter pe suprafața (*011*) a monocristalelor aliajului cobalt-nichel (60% cobalt). axele de magnetizare ușoară sînt de tipul [*111*].

„ace de brad". În fig. 63 *b* se arată distribuția magnetizării spontane în domeniile principale și în ramificațiile acelor. După cum au arătat calculele [261] apariția unei asemenea structuri complexe determină o închidere parțială a fluxului magnetic și, prin urmare, o micșorare a energiei libere a cristalului. Odată cu creșterea unghiului θ, figura de depunere se complică și mai mult (fenomenul de „suprapunere" a acelor).

În fig. 64 *a* este arătată deplasarea [264] frontierelor la 180° între domeniile feromagnetice într-un monocristal în cazul magnetizării lui în lungul direcției [*011*], în planul (*100*). În fig. 64 *b*, este arătată imaginea depunerilor de pulbere [264] pe suprafața (*011*) a unui monocristal de aliaj cobalt-nichel (60% cobalt), în care se află patru din cele opt direcții de magnetizare ușoară [*111*]. Tot aici se dă schema descifrării acestor benzi.

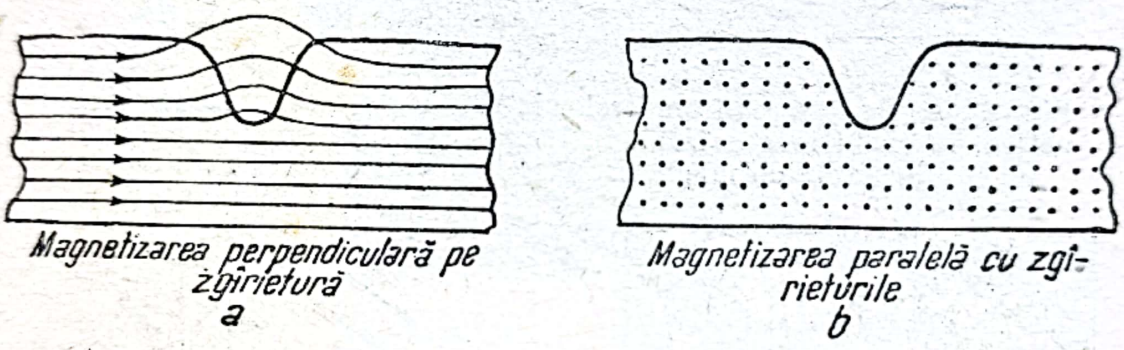


Fig. 65. Metoda „zgîrieturilor" pentru determinarea direcției de magnetizare în domeniile feromagnetice, cu ajutorul benzilor Akulov-Bitter:

a, *b* — reprezentarea schematică a liniilor de forță magnetice în jurul zgîrieturilor; *c* — depunerile de pulbere pe suprafața monocristalului cu zgîrieturi gravate de o mașină de divizat.

Elementul cel mai interesant în aceste lucrări este elaborarea unei metode simple și intuitive de determinare a direcției de magnetizare în domeniile de pe suprafața corpului feromagnetic (metoda zgîrieturilor, v. fig. 65 *a*, *b*, *c*). Esența acestei metode constă în faptul că, dacă zgîrietura pe suprafață este trasată paralel cu direcția de magnetizare din cristal, atunci, din cauza absenței componentelor normale magnetizării pe suprafețele „șanțului" zgîrieturii, în apropierea ei nu apar cîmpuri magnetice de dispersie și depunerea coloidală nu se adună la marginile acestei zgîrieturi. Dacă însă zgîrietura este trasată sub un unghiu diferit

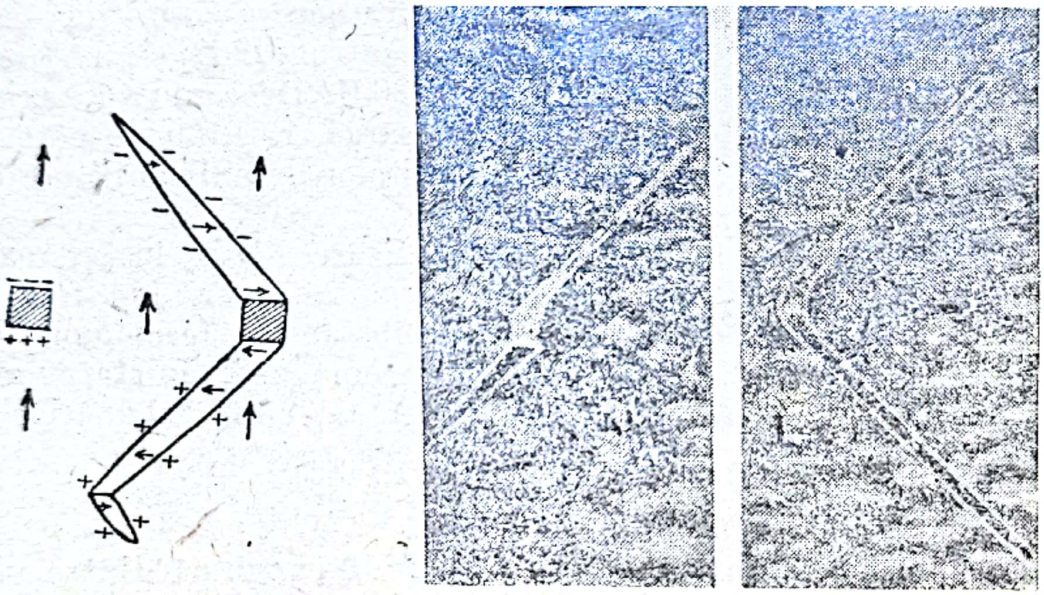


Fig. 66. Punerea în evidență, cu ajutorul benzilor Akulov-Bitter, a structurii fine a domeniilor feromagnetice în vecinătatea spațiilor goale și a incluziunilor.

de 0° sau 180° față de direcția magnetizării pe marginile ei apar sarcini magnetice, ceea ce duce la apariția benzilor de depunere coloidală (fig. 65 *a*, *b*). În fig. 65 *c*, este arătată o imagine a unor astfel de depuneri de pulbere de tipul „acelor" (v. fig. 63 *a*). Pe suprafața cristalului, în direcție verticală (față de figură), au fost trasate, cu ajutorul unei mașini de divizat, zgîrieturi paralele. În interiorul ramurilor acelor, aceste zgîrieturi sînt perpendiculare pe magnetizare și, de aceea, ele sînt dezvăluite clar de depunerea coloidală. În „cîmpul" din afara acestor ramificații, zgîrieturile sînt paralele cu magnetizarea și, de aceea, acolo nu există continuarea acestor benzi. Foarte importantă este, de asemenea, experiența [262] care a stabilit dependența directă dintre variația magnetizării și deplasarea frontierelor dintre domenii (v. mai

jos punctul f) și fig. 67 *a*, 67 *b*). În aceleași experiențe, s-a descoperit structura fină a domeniilor, care apare în jurul spațiilor goale sau a incluziunilor în materialul feromagnetic (v. fig. 66), prevăzută de Neel [265] și Kondorski [266] (v. mai jos punctul h)).

Afară de cele două metode amintite mai sus pentru determinarea experimentală directă a structurii magnetice a corpurilor feromagnetice, în ultimul timp, au fost indicate încă trei metode: 1) metoda de determinare a cîmpurilor magnetice de dispersie la suprafața cristalului feromagnetic cu ajutorul unor fascicule electronice glisante [267][1]), 2) metoda de iradiere a corpurilor feromagnetice cu ajutorul unui fascicul de neutroni [268] și, în sfîrșit, 3) metoda microscopiei electronice [269]. Deocamdată, există însă un material experimental foarte sărac, care nu ne permite să tragem concluzii precise asupra limitelor de aplicabilitate ale acestor metode.

e. **Tipurile proceselor de magnetizare.** Din însăși existența domeniilor de magnetizare spontană, se pot stabili tipurile de *procese de magnetizare* în substanțele feromagnetice. După cum am arătat mai sus, corpul feromagnetic în stare naturală, adică atunci cînd nu se găsește într-un cîmp magnetic, nu posedă o magnetizare rezultantă. De aceea,

$$\Sigma\, I_s\, v_i \cos \vartheta_i = 0$$

(v_i este volumul domeniului de indice i, ϑ_i unghiul dintre vectorul de magnetizare al domeniului i și o direcție fixă oarecare în probă). Dacă creem un cîmp magnetic exterior $\vec{H}$, de exemplu, în lungul direcției fixate, corpul începe să se magnetizeze, adică în lungul direcției lui $\vec{H}$, apare un moment magnetic rezultant δI_H, diferit de zero, al corpului. Acest moment se compune, în general, din două părți:

$$\delta I_H = I_s \sum_i \cos \vartheta_i \delta v_i + I_s \Sigma\, v_i \delta\, (\cos \vartheta_i). \qquad (14.26)$$

Primul termen ne dă fracțiunea din δI_H care se obține datorită creșterii *volumelor* domeniilor, ai căror vectori $\vec{I}_s$ sînt îndreptați față de $\vec{H}$ mai favorabil din punct de vedere energetic,

[1]) Ideea acestei experiențe a fost, pentru prima dată, enunțată în 1942, de acad. P. I. Lukirski.

pe seama volumului domeniilor magnetizate energetic mai puțin favorabil. Aceste procese se produc prin deplasarea frontierelor dintre domenii și se numesc, pe scurt, *procese de deplasare*. Al doilea termen din membrul doi al formulei (14.26) ne dă fracțiunea din δI_H care se obține datorită variației orientării vectorului $\vec{I}_s$ în domenii ($\delta \cos \vartheta_i$!). Aceste procese se numesc, de obicei, *procese de rotație*. Prin urmare, susceptibilitatea corpului feromagnetic poate fi reprezentată sub forma sumei susceptibilităților acestor două tipuri de procese:

$$\varkappa = \varkappa_{dep} + \varkappa_{rot} = \left(\frac{dI}{dH}\right)_{dep} + \left(\frac{dI}{dH}\right)_{\varkappa_{rot}}. \qquad (14.27)$$

Analiza curbelor de magnetizare ale materialelor reale ne arată că, în domeniul cîmpurilor slabe (porțiunea inițială a curbelor, inclusiv maximul de pe curba lui Stoletov (fig. 22) a susceptibilității), rolul principal îl joacă procesele de deplasare ($\varkappa_{dep.} \gg \varkappa_{rot}$). La cîmpuri mai mari decît cîmpul corespunzător maximului de pe curba lui Stoletov, rolul principal îl joacă, dimpotrivă, procesele de rotație ($\varkappa_{rot.} \gg \varkappa_{dep}$).

Ambele aceste tipuri de procese pot fi, la rîndul lor, reversibile și ireversibile. Ultimul tip de procese determină întregul fenomen de hysteresis magnetic (v. mai jos punctul **h**).

f) Procesele reversibile de deplasare. Să examinăm, mai întîi, procesele reversibile de magnetizare și, în primul rînd *procesele reversibile de deplasare*. Aceste procese determină parametri magnetici importanți: susceptibilitatea magnetică inițială și reversibilă a substanțelor feromagnetice. Dezvoltarea cantitativă a teoriei acestor procese îi aparține lui E.I. Kondorski [270].

Problema existenței reale a proceselor de deplasare nu suscită astăzi nici un fel de îndoieli. Dar, în încercările de a elabora o teorie cantitativă, apar dificultăți esențiale.

Structura straturilor de frontieră dintre domenii și procesele de deplasare a acestora depind într-un mod complicat de starea structurală a cristalului feromagnetic. Absența unor informații suficiente asupra acestei stări și caracterul ei net „individual" pentru fiecare probă dată fac dificilă elaborarea unei teorii cantitative a curbei de magnetizare în cîmpuri slabe. Tocmai de aceea, stabilirea unor legi generale, care să nu depindă de proprietățile accidentale ale unei probe individuale, prezintă interes pentru dezvoltarea teoriei cantitative.

Fiecărei stări staționare a substanței feromagnetice îi corespunde o anumită distribuție a domeniilor de magnetizare spon-

Scanned with OKEN Scanner

tană. Poziția frontierelor dintre ele este determinată de condiția de minim a energiei superficiale γ (v. 14.16) a acestor frontiere, a energiei magnetoelastice a domeniilor și a energiei cîmpurilor magnetice interioare de dispersie.

Deplasarea zonei de frontieră S_{kl} dintre domeniile vecine sau dintre „fazele" magnetice k și l se poate produce, dacă, pe cele două fețe ale frontierei, densitatea energiei libere a forțelor exterioare F_e va fi diferită. Dacă, pe porțiunea considerată dS_{kl} a suprafeței de frontieră, deplasarea este egală cu $\delta\vec{n}_{kl}$, lucrul mecanic total al presiunii exterioare pe întreaga frontieră va fi

$$\int_{(S_{kl})} [(\vec{F}_e)_l - (\vec{F}_e)_k]\delta\vec{n}_{kl}\, dS_{kl}. \tag{14.28}$$

O parte din lucrul mecanic se consumă pentru acoperirea creșterii energiei libere interne F_i, legată de forțele de anizotropie magnetoelastică; această creștere este

$$\int_{(S_{kl})} [(\vec{F}_i)_k - (\vec{F}_i)_l]\delta\vec{n}_{kl}\, dS_{kl}. \tag{14.29}$$

O altă parte a lucrului mecanic (14.28) se consumă pentru compensarea variației energiei superficiale dintre faze

$$\delta \int_{(S_{kl})} \gamma_{kl}\, dS_{kl}. \tag{14.30}$$

În cazul general, variația (14.30) se poate produce în virtutea a trei cauze: 1) datorită variațiilor locale ale energiei superficiale γ_{kl}, produsă de deplasarea stratului de frontieră în noi regiuni ale cristalului

$$\int_{(S_{kl})} \frac{\partial \gamma_{kl}}{\partial n}\, \delta\vec{n}\, dS_{kl}; \tag{14.31}$$

2) datorită variației ariei suprafeței S_{kl}, produsă de variația curburii ei în timpul deplasării

$$\int_{(S_{kl})} \gamma_{kl}\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)_{kl} \delta\vec{n}_{kl}\, dS_{kl}; \tag{14.32}$$

3) datorită variației ariei suprafeței, produsă de deformația conturului Γ_{kl} care o mărginește

$$\oint_{\Gamma_{kl}} (\gamma_{kl})_{\Gamma_{kl}} (\delta \vec{n}_{kl})_{\Gamma_{kl}} \, d\Gamma_{kl}. \qquad (14.33)$$

La deplasarea reversibilă a frontierelor, trebuie să fie satisfăcută condiția de minim a energiei libere totale F a corpului. Variația totală δF în timpul deplasărilor frontierelor dintre toate fazele magnetice vecine trebuie să fie egală cu zero (pentru $\delta \vec{n}_{kl}$ arbitrari). În cazul general, rezolvarea acestei probleme variaționale de tip mixt este foarte complicată. Ea poate fi, însă, simplificată, presupunînd că structura domeniilor are o „geometrie" în care aria frontierelor nu variază sensibil în procesul deplasării. În condițiile reale, aceasta se poate întîmpla, de pildă, dacă domeniile au o formă apropiată de straturi plan-paralele (v. fig. 57). În acest caz, materialul trebuie să fie omogen în structura sa și, pe cît posibil, lipsit de incluziuni. Dacă există incluziuni, frontierele dintre fazele magnetice sînt obligate să „ocolească", în timpul deplasării, incluziunile și ariile suprafețelor lor pot varia apreciabil. Astfel, în cazul unui material omogen, procesul de deplasare a frontierelor dintre faze este reglat, practic, în întregime de variațiile locale ale densității energiei libere (14.28) și energiei superficiale (14.31) și (14.32). Mărimea (14.33) poate fi, atunci neglijată. Dimpotrivă, pentru materialele eterogene, cînd există un număr mare de incluziuni, procesul de deplasare a frontierelor dintre fazele magnetice este aproape în întregime determinat de formula (14.33). Aproximația cazului „omogen" poate fi numită „teorie a tensiunilor" (Kondorski), iar aproximația cazului „eterogen", „teorie a incluziunilor".

În cazul materialelor omogene, conform schemei teoriei tensiunilor (neglijînd consecvent mărimea (14. 33)), minimul energiei libere totale F este atins atunci cînd avem

$$(F_e)_l - (F_e)_k = (F_i)_k - (F_i)_l + \frac{\partial \gamma_{kl}}{\partial n} + \gamma_{kl}\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right). \qquad (14.34)$$

Echilibrul frontierei va fi stabil, dacă membrul doi al formulei (14.34) crește odată cu creșterea forțelor exterioare; în caz contrar, trecem în domeniul deplasărilor ireversibile. Din (14.34),

obținem pentru variația totală a volumului fazei magnetice de indice k

$$\delta n_k = \sum_{l(\neq k)} \int_{(S_{kl})} C_{kl}\delta\,[(F_e)_l - (F_e)_k]\,dS_{kl}, \qquad (14.35)$$

unde mărimea inversă lui C_{kl} este gradientul forțelor interioare, adică

$$C_{kl}^{-1} = \frac{\partial}{\partial n}\left[(F_i)_k - (F_i)_l + \frac{\partial \gamma_{kl}}{\partial n} + \gamma_{kl}\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)\right]. \qquad (14.36)$$

Formula (14.35) ne dă soluția principială a întregii probleme a deplasării reversibile a frontierelor în cadrul teoriei tensiunilor și cu neglijarea cîmpurilor magnetice de dispersie. Dificultatea principală în aplicarea formulei (14.35) la cazuri concrete constă în determinarea gradienților (14.36) ai forțelor interioare, care depind de starea structurală a probei. Dacă deplasarea frontierelor dintre fazele magnetice este produsă de cîmpul magnetic exterior $\vec{H}$, atunci

$$\delta\,[(F_e)_l - (F_e)_k] = I_s\,(h_k - h_l)\,\delta H, \qquad (14.37)$$

unde h_k și h_l sînt cosinușii unghiurilor dintre vectorii $\vec{I}_s$ în fazele k și l și direcția vectorului de variație al cîmpului magnetic $\delta\vec{H}$ (care, în cazul general, poate să nu coincidă cu orientarea vectorului $\vec{H}$).

În cazul deplasării frontierelor dintre fazele magnetice, produsă de variația tensiunii omogene $\delta\sigma$, avem

$$\delta[(F_e)_l - (F_e)_k] =$$

$$= \begin{cases} \frac{3}{2}\lambda_{100}\,(\beta_k^2 - \beta_l^2)\delta\sigma, & \text{pentru axa de cea mai ușoară magnetizare de tip } [100]. \\ \frac{3}{2}\lambda_{111}\,(\beta_k^2 - \beta_l^2)\delta\sigma, & \text{pentru axa de cea mai ușoară magnetizare de tip } [111], \end{cases} \qquad (14.38)$$

Aici β_k și β_l sînt cosinușii unghiurilor dintre direcția tensiunii $\delta\sigma$ și magnetizările fazelor k și l. Dacă, în același timp, acționează și cîmpul magnetic și tensiunile, variația reversibilă a volumului fazei magnetice k este

$$\delta n_k = \sum_{l(\neq k)} \int_{(S_{kl})} C_{kl}\left[I_s\,(h_k - h_l)\,\delta H + \frac{3}{2}\lambda_s\,(\beta_k^2 - \beta_l^2)\delta\sigma\right] dS_{kl}, \qquad (14.39)$$

unde $\lambda_s = \lambda_{100}$, în cazul fierului, și $\lambda_s = \lambda_{111}$, în cazul nichelului.

Din (14·39), se vede că, în cazul unor deplasări reversibile mici ale frontierelor, efectele cîmpului magnetic și ale tensiunilor sînt aditive. Dar, îndată ce deplasările reversibile încep să joace un rol, această aditivitate dispare. În particular, mărimile δn_k vor depinde de succesiunea producerii cîmpului și tensiunilor, de stabilirea și de variația lor etc. (v. mai jos).

Pe baza relației generale (14· 39), Kondorski a obținut o formulă pentru susceptibilitatea reversibilă $\varkappa_r$, determinată de procesele reversibile de deplasare a frontierelor dintre domeniile de magnetizare spontană. Această mărime se compune aditiv din deplasările reversibile ale frontierelor la 180° $\varkappa_{\parallel r}$ și ale frontierelor la 90° $\varkappa_{\perp r}$, și anume

$$\varkappa_{\parallel r} = \varkappa_1 \sum_i \left[1 - \left(\frac{n_i - \bar{n}_i}{n_i + \bar{n}_i}\right)\right](n_i + \bar{n}_i)^2 h_i^2. \qquad (14\cdot40)$$

Dacă domeniile magnetizate antiparalel se grupează în blocuri, atunci (14· 40) are o formă întrucîtva diferită:

$$\varkappa_{\parallel r} = \varkappa_1 \sum_i \left[1 - \left(\frac{n_i - \bar{n}_i}{n_i + \bar{n}_i}\right)^2\right](n_i + \bar{n}_i)\, h_i^2. \qquad (14\cdot40a)$$

Pentru $\varkappa_{\perp r}$, avem

$$\varkappa_{\perp r} = \varkappa_2 \sum_i [(n_i + \bar{n}_i)(n_k + \bar{n}_k)(h_i^2 + h_k^2) - 2(n_i - \bar{n}_i)(n_k + \bar{n}_k) h_i h_k], \qquad (14.41)$$

unde factorii $\varkappa_1$ și $\varkappa_2$ sînt determinați în funcție de gradienții forțelor interioare (14.36) și, prin urmare, depind de proprietățile structurale ale materialului, n_i este concentrația fazei magnetice i cu sensul de magnetizare pozitiv, iar $\bar{n}_i$ același lucru pentru faza cu sens negativ al vectorului $\vec{I}_s$. Din (14.40) și (14.41), se vede că susceptibilitatea reversibilă depinde de: 1) proprietățile de structură ale rețelei, prin intermediul constantelor $\varkappa_1$ și $\varkappa_2$, 2) structura magnetică, adică de relația dintre concentrațiile n_i ale diverselor faze magnetice[1]), 3) orientarea magnetizării în cristale, adică de *anizotropia* lui $\varkappa_r$, determinată de variația susceptibilității cu cosinușii directori h.

Din teoria lui Kondorski, rezultă că, în cazul unei distribuții uniforme a fazelor magnetice (toți n_i sînt egali), anizotropia

[1]) În cazul unei distribuții pronunțat neomogene a acestor concentrații, avem fenomenul de *textură magnetică*.

lui $\varkappa_r$ lipsește. În cazul unei texturi magnetice pronunțate (concentrațiile n_i diferă mult între ele), ne putem aștepta la o anizotropie apreciabilă a lui $\varkappa_r$. În particular, Kondorski [271] a explicat în acest mod rezultatele experiențelor lui Williams [272], care a găsit că susceptibilitățile magnetice inițiale, în monocristale de fier-siliciu, avînd forma unor cadre plane închise, cu laturi paralele cu axele cristalografice principale [*100*], [*110*] și [*111*]

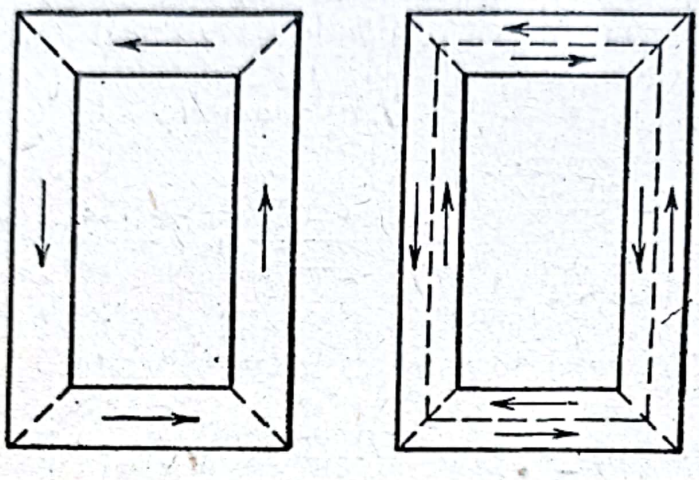


Fig. 67. a. Domeniile de magnetizare spontană în cadre monocristaline feromagnetice cu laturi paralele cu axele de magnetizare ușoară [100].

se raportă, respectiv, ca $\varkappa_{ar\,[100]} : \varkappa_{ar\,[110]} : \varkappa_{ar\,[111]} = 6 : 3 : 2$. Trebuie numai să presupunem că, în probe, în virtutea formei lor plane, există o anizotropie pronunțată a factorului de demagnetizare, anizotropie care duce la o textură magnetică netă. Studiul proceselor de deplasare a frontierelor în probe în formă de cadre prezintă un interes principial, căci, în cazul de față, acest proces trebuie observat nemijlocit cu ajutorul metodei benzilor Akulov-Bitter. În aceste probe, dimensiunile domeniilor feromagnetice sînt comparabile cu dimensiunile probei (fig.67 *a*) și frontierele dintre ele au o formă rectilinie. În fig. 67 *b* și 67 *c*, se arată imaginea depunerii de coloizi pe frontiera rectilinie dintre domenii în cazul diverselor ei poziții (*A*, *B*, *C*), în procesul de magnetizare a cadrului. Experiențele au arătat că magnetizarea măsurată a cadrului, pentru diverse poziții ale liniilor de depunere, corespunde riguros cu magnetizarea teoretică calculată din relația dintre volumele domeniilor magnetizate în același sens și în sens contrar față de cîmp (v. fig.67 *c*). În legătură cu această experiență, atragem atenția asupra lucrării lui Goldman, Drujinin și Ianus [274], în care s-au obținut rezul-

tate întrucîtva diferite pentru anizotropia susceptibilității inițiale, probabil din cauza unei alte texturi magnetice a probelor.

Generalizînd calculul lui Kondorski, Vonsovski [273] a obținut dependența susceptibilității magnetice de tensiunile elastice exterioare, care este confirmată calitativ de experiențe, ce-i drept, încă foarte puțin numeroase.

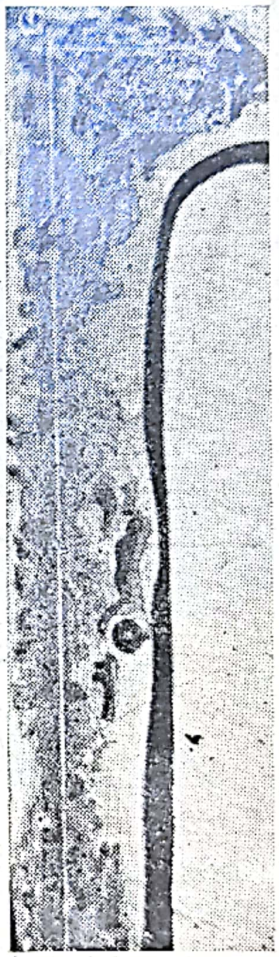


Fig. 67 b. Depunerea de pulbere pe o frontieră rectilinie dintre domeniile de magnetizare spontană într-un cadru monocristalin feromagnetic.

Din cauza dependenței pronunțate de structură a permeabilității inițiale ($\mu_a = 4\pi\varkappa_a$), teoria, în starea ei actuală, nu poate da valori numerice pentru $\varkappa_{ar}$. În materialele reale, aceste valori variază în limite largi, de la cîteva unități sau zeci (de pildă la nichel $\mu_a \sim 30$) pînă la zeci de mii (de exemplu, aliajul fier-siliciu-aluminiu, numit alsifer, are $\mu_a \sim 35\,000$). Din teorie rezultă, însă, afirmația calitativă generală că, cu cît materialul este mai puțin anizotrop din punct de vedere magnetic, cu cît el este mai pur și cu cît rețeaua lui cristalină este mai puțin deformată, cu atît permeabilitatea lui inițială este mai mare. Mai departe, din teorie, rezultă că mărimile $\varkappa_1$ și $\varkappa_2$, sensibile la structură, care figurează în expresiile (14.40)—(14.41), variază, respectiv, invers proporțional cu neomogenitățile energiei superficiale γ $\left((\varkappa_{\|} \sim \frac{1}{\nabla\gamma}\right)$ sau cu produsul dintre constanta de magnetostricțiune și amplitudinea medie a tensiunilor interioare $\left(\varkappa_1 \sim \frac{1}{\lambda\ \sigma_i}\right)$. De aceea, în condițiuni egale, pentru a obține un material cu valoarea μ_a maximă, trebuie să căutăm să obținem o micșorare a deformațiilor de magnetostricțiune. De exemplu, putem realiza acest lucru prin adăugarea la metal sau la aliaj a unor elemente suplimentare. Experiența arată că, în adevăr, asemenea proprietăți le au aliajele cu magnetostricțiune mică (de exemplu, aliajul 1040 din sistemul Fe-Ni-Cu-Mo [275], aliajul alsifer [276]). Cercetări amănunțite privind influența magnetostricțiunii asupra susceptibilității inițiale au fost efectuate de Zaimovski [277] și alții (v. de asemenea, [278]).

Dependența de temperatură a susceptibilității inițiale este cu totul specifică. În vecinătatea punctului Curie, curba $\varkappa_a(T)$ are (fig.68) un maxim pronunțat (efectul lui Hopkison). Studiul amănunțit al acestui fenomen a fost efectuat de o serie de autori: Zaimovski [278], Honda și Nishina [279], Dehtiar și Andriușin [280], Kirkhan [281], Drojjina și Șur [282], Șur și

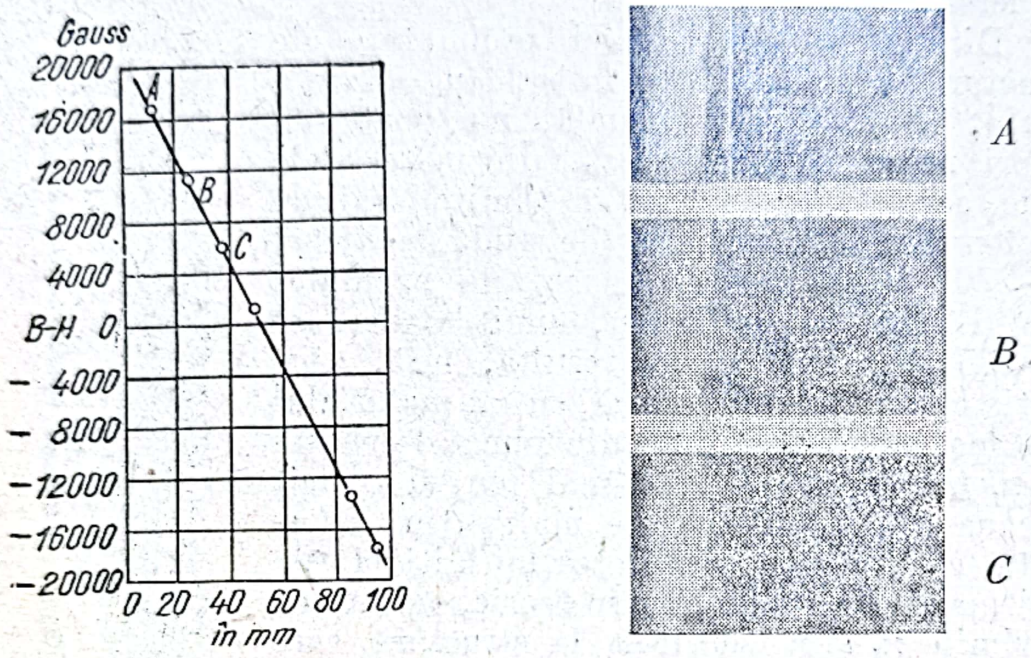


Fig. 67 c. Calculul magnetizării ($4\pi I = B - H$) unui cadru pentru poziții diferite ale frontierei dintre domeniile feromagnetice.

Baranova [283]. Starea actuală a teoriei curbei tehnice a magnetizării, însă, nu ne permite încă să dăm o explicație cantitativă acestei dependențe. Folosind teoria undelor de spin, Dőring [284] a reușit să dea o explicație calitativă variației cu temperatura—pînă acum neclară din punct de vedere teoretic—a susceptibilității inițiale a nichelului alungit (v. formula (14·47)).

Kersten [285], dezvoltînd „teoria incluziunilor", amintită mai sus, a obținut, de asemenea, o formulă pentru susceptibilitatea inițială, care are următoarea formă:

$$\varkappa_a(T) = C\frac{I_s^2(T)}{\sqrt{k_1(T)}}. \qquad (14\cdot42)$$

Așadar, variația cu temperatura a lui $\varkappa_a$ este determinată numai de variația cu temperatura a magnetizării spontane I_s și a constantei de anizotropie k_1. Dependența de temperatură a fac-

torului C și mărimea lui rămîn încă, deocamdată, complet nedeterminate în cadrul acestei teorii. Kondorski [266] a criticat această teorie a lui Kersten.

După cum a arătat Gans [286], susceptibilitatea reversibilă a substanțelor feromagnetice (care se definește ca limita raportului dintre variația magnetizării ΔI a probei și variația cîmpului

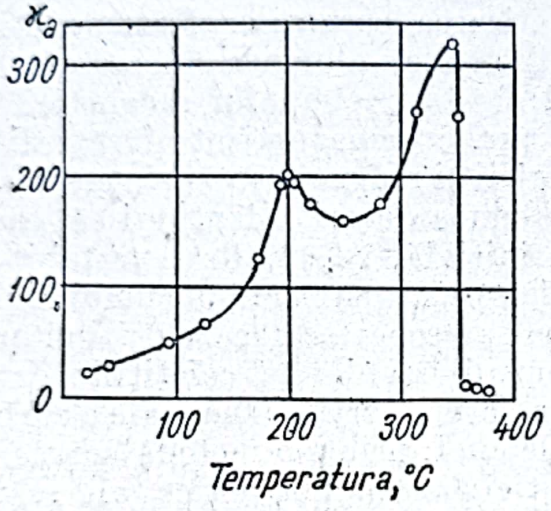


Fig. 68. Variația susceptibilității inițiale a nichelului, în funcție de temperatură.

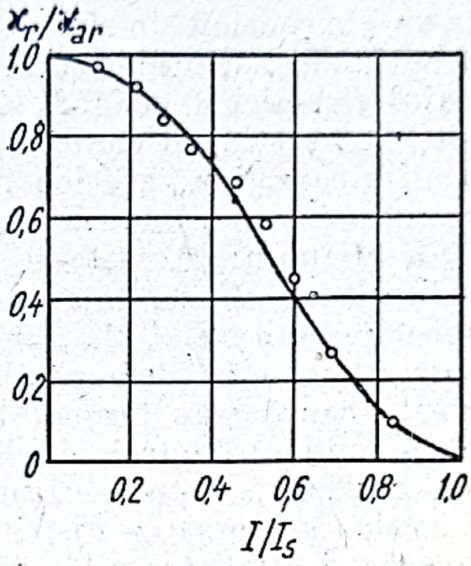


Fig. 69. Susceptibilitatea reversibilă. Curba teoretică (14·43) și punctele experimentale pentru fierul moale.

magnetic ΔH, în cazul micșorării lui și cînd $|\Delta H| \to 0$) este, în multe cazuri, o funcție universală de magnetizare. Sub formă parametrică, această dependență se scrie

$$\frac{\varkappa_r}{\varkappa_{ar}} = \frac{1}{x^2} - \frac{1}{\operatorname{sh}^2 x}, \qquad (14\cdot43).$$

$$\frac{I}{I_s} = \operatorname{cth} x - \frac{1}{x}.$$

Fig. 69 reprezintă curba teoretică (14·43) și punctele experimentale pentru cazul fierului moale. În ultimul timp însă, au fost descoperite abateri mari de la legea (14·43). Aceste abateri au fost observate, de pildă, de Samuel [287] la cobalt, de Goldschmidt [288] și Șubina (v. [132]) la fier-siliciu. Teoria generală a lui Kondorski [270] ne permite să înțelegem natura acestor abateri legate de fenomenul de textură magnetică. Pe baza concluziilor

rezultate din teoria lui Kondorski, Brown [289] a arătat că relația empirică (14·43) poate fi fundată numai pe ipoteze foarte speciale asupra caracterului tensiunilor interioare în material și asupra texturii lui magnetice.

Kondorski [290] a observat, pentru prima dată, că susceptibilitatea inițială poate să nu coincidă, așa cum se crede de obicei, cu susceptibilitatea inițială *reversibilă* ($\varkappa_a > \varkappa_{ar}$). Chiar într-un cîmp oricît de slab, poate apărea o deplasare reversibilă a frontierelor. Studiind magnetizarea corpurilor feromagnetice (aliajul fier-nichel cu 15% Ni) supuse alungirii, Kondorski a găsit, în funcție de caracterul creșterii cîmpului magnetic, că inegalitatea $\varkappa_a > \varkappa_{ar}$ are loc în probe demagnetizate fără solicitare care sînt apoi supuse alungirii și magnetizate prin creșterea lină a cîmpului. Aceasta se produce datorită faptului că, aici, frontierele se găsesc, în starea inițială, în echilibru nestabil și magnetizarea ireversibilă trebuie să înceapă în cîmpuri mai slabe de cît atunci cînd demagnetizarea probei se face cu solicitare, din care cauză s-au format domenii stabile în condițiile date.

Ne putem aștepta la o schimbare a porțiunii inițiale a curbei de magnetizare, în toate cazurile cînd, printr-o metodă oarecare, s-a produs schimbarea distribuției fazelor magnetice ale stării magnetice inițiale (de pildă demagnetizate) a corpului.

În particular, cum a arătat Dehtiar [291], susceptibilitatea inițială a monocristalelor de fier meteoritic depinde în mod esențial de succesiunea aplicării tensiunilor elastice și a producerii cîmpului magnetic, precum și de condițiile de demagnetizare a cristalelor. Drojjina și Șur [292] au studiat în mod multilateral influența condițiilor de demagnetizare, a succesiunii aplicării unei tensiuni elastice și a descărcării, precum și a aplicării unui cîmp magnetic pe porțiunea inițială a curbelor de magnetizare a probelor policristaline de fier, nichel și oțel de transformator. Ei au remarcat că creșterea susceptibilității, produsă de „unda elastică“ la încărcarea sau descărcarea probei, are ca limită superioară susceptibilitatea așa numitei curbe de magnetizare fără hysteresis (ideală).

Mărimea magnetizării în cîmpuri magnetice slabe depinde esențial de preistoria temperaturilor probei și de momentul aplicării cîmpului magnetic. Acest efect se explică prin: 1) fenomenul de hysteresis de temperatură al transformărilor structurale în rețeaua cristalină a materialelor feromagnetice eterogene și 2) prin fenomenul de hysteresis magnetic de temperatură, inerent proceselor de magnetizare tehnică.

Scanned with OKEN Scanner

Fenomenul de variație neuniformă cu temperatura a magnetizării, pentru o mărime dată a cîmpului magnetic pe porțiunea inițială a curbei $I(H)$, se folosește de mult, de exemplu, pentru așa numita îmbătrînire termică a magneților permanenți (încălzire și răcire succesivă a probelor cu magnetizare remanentă) sau pentru obținerea unor curbe de magnetizare fără hysteresis (ideale). Începutul studiului modern al acestui fenomen îl constituie, însă, lucrările lui Drojjina și Șur [282], care au stabilit, sub o formă calitativă, legătura dintre fenomenul de hysteresis magnetic de temperatură și procesele de magnetizare tehnică.

Dezvoltarea acestor cercetări este dată în lucrările lui Șur și Baranova (283)[1]).

g) **Procesele reversibile de rotație (Akulov [213]).** Desăvîrșirea proceselor de deplasare în cristalele feromagnetice trebuie să ducă la o saturație tehnică a acestora în lungul uneia dintre axele de cea mai ușoară magnetizare, cea mai apropiată de orientarea cîmpului de magnetizare. Creșterea mai departe a cîmpului produce procesul de rotație a vectorului $\vec{I}_s$, care încetează atunci cînd vectorii $\vec{I}_s$ și $\vec{H}$ devin paraleli între ei. Această împărțire a curbei de magnetizare în două porțiuni distincte, care diferă prin natura lor, are, desigur, numai un caracter relativ. Cum am mai arătat, se poate afirma că, în domeniul cîmpurilor slabe (sub maximul de pe curba lui Stoletov, fig. 22), avem $\varkappa_{dep} \gg \varkappa_{rot}$, iar în cîmpurile mijlocii (după maximul de pe curba lui Stoletov și înainte de saturație) avem $\varkappa_{rot} \gg \varkappa_{dep}$. Sub forma cea mai pronunțată, o asemenea delimitare a proceselor de magnetizare se observă pe curbele de magnetizare a monocris talelor feromagnetice (v. fig. 54).

Legea anizotropiei magnetice a lui Akulov [213] ne permite să calculăm teoretic curba de magnetizare pentru orice monocristale și pentru orice direcție, în domeniul cîmpurilor pentru care $\varkappa_{rot} \gg \varkappa_{dep}$. Calculul acestor curbe se reduce la determinarea minimului energiei libere totale a monocristalului, energie care se compune din energia de anizotropie magnetică

[1]) Atragem atenția cititorilor asupra trecerii conștiente sub tăcere a lucrărilor fizicienilor sovietici de către cercetătorii străini. Lucrarea în care se explică fenomenul de hysteresis magnetic de temperatură a fost publicată în anul 1947 [282]; cu toate acestea în revista engleză „Nature", 161, 1948, p. 887, s-a publicat scrisoarea fizicianului olandez Snoek, în care el, fără a se referi la lucrarea [282], își atribuie descoperirea fenomenului amintit.

(14.5) și energia față de cîmpul exterior (14.12) [1]. Ca exemplu, vom da calculul curbei de magnetizare pentru monocristalele cu simetrie cubică, avînd forma unei sîrme a cărei axă coincide cu direcția [*110*] (diagonala feței cubului), așa cum se arată în fig. 70. Conform relațiilor 14.5) și (4.12), densitatea energiei libere a cristalului este

$$F = k_1\alpha_1^2\alpha_2^2 - HI_s\cos\vartheta. \qquad (14.44)$$

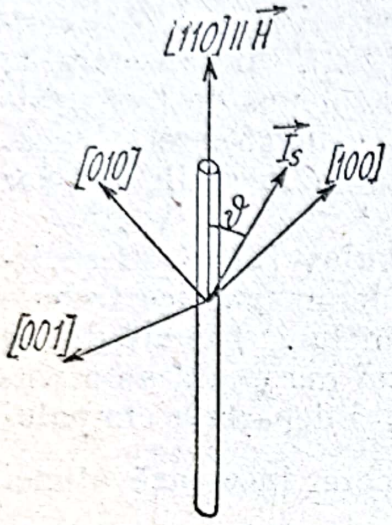


Fig. 70. Procesele de rotație într-o sîrmă feromagnetică monocristalină cu axa paralelă cu direcția [*110*].

În starea corespunzătoare cotului de pe curba de magnetizare, există numai două faze magnetice cu magnetizările I_s, paralele cu axele [*100*] și [*010*], care formează un unghi de 45° cu axa sîrmei și cu direcția cîmpului $\vec{H}$. Deoarece poziția lui $\vec{I}_s$ față de $\vec{H}$ este absolut identică în ambele faze, întregul calcul se poate face cu o singură fază, presupunînd că întreaga magnetizare este îndreptată în lungul axei [*100*]. Să notăm cu ϑ unghiul dintre $\vec{I}_s$ și $\vec{H}$ (v. fig. 70), atunci

$$\alpha_1 = \cos(45° + \vartheta) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\cos\vartheta + \sin\vartheta)$$

$$\alpha_2 = \cos(45° - \vartheta) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\cos\vartheta - \sin\vartheta)$$

$$\alpha_3 = 0,$$

și, introducînd magnetizarea relativă $j = \cos\vartheta = \frac{I}{I_s}$, obținem, din (14.44)

$$F(j) = \frac{1}{4}k_1(2j^2 - 1)^2 - HI_s j.$$

Condiția de echilibru termodinamic $\frac{\partial F}{\partial j} = 0$ ne dă

$$H = \frac{2k_1}{I_s}(2j^2 - 1)j. \qquad (14.45)$$

[1] Riguros vorbind, trebuie să adăugăm încă la acestea energia de demagnetizare F_{demag}, determinată de forma probei [293]. Pentru probe sub formă de sîrme lungi sau de cadre închise (Williams [272]) luarea în considerare a energiei F_{demag} nu este, însă, esențială.

Formula (14.45) este tocmai ecuația curbei de magnetizare, determinată de procesele de rotație a vectorilor $\vec{I}_s$ într-un cristal cubic, pentru axa [*110*]. Graficul acestei curbe este reprezentat în fig. 71. Pentru $H = 0$ (dacă eliminăm complet procesele de deplasare), $j = 1/\sqrt{2}$, adică, în punctul de cotitură de pe curba experimentală, I trebuie să fie egal cu $I_s/\sqrt{2}$, ceea ce se și observă în realitate (v. fig. 54). Cîmpul de saturație este $H_{s[110]} = 2k_1/I_s$. De exemplu, în cazul fierului ($k_1 \sim 4 \cdot 10^5$, $I_s \sim 1{,}7 \cdot 10^3$), $H_{s[110]} \sim 470$ oersted, ceea ce este, de asemenea, în concordanță cu datele experimentale. O concordanță analogă între teorie și experiență se observă și în alte cazuri.

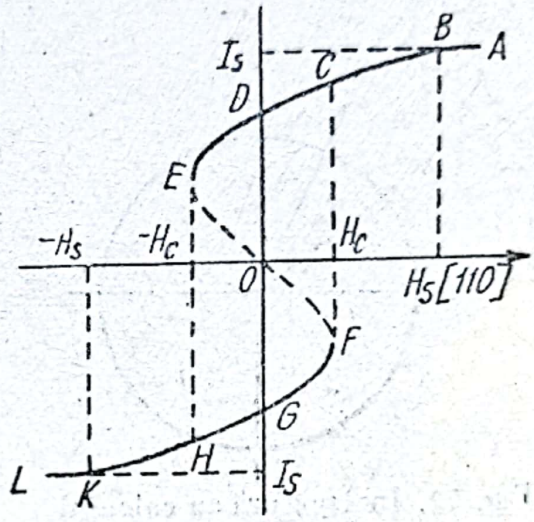


Fig. 71. Curba teoretică a magnetizării unui cristal cubic feromagnetic în lungul axei [*110*], calculată în ipoteza că toată magnetizarea se face prin procesul de rotație (Akulov).

Akulov [213] a calculat în mod analog curbele de magnetizare pentru *policristale* (pentru cîmpuri la care $\varkappa_{rot} \gg \varkappa_{dep}$), printr-o simplă luare a mediei datelor pentru monocristale, în cazul unei distribuții anumite a direcțiilor axelor cristalelor individuale ale probei policristaline. Aceste calcule au fost confirmate de experiențele lui Jigadlo și Sidelnikov [294]. În acest calcul însă, apare o dificultate din cauza imposibilității de a ține seama în mod riguros de interacțiunea magnetică dintre diverși cristaliți (v. mai jos) care, în primul rînd, „netezesc", discordanța dintre porțiunile de curbă pentru procesele de rotație și de deplasare (întîrzierea desăvîrșirii proceselor de deplasare și, în același timp, „declanșarea" unei rotații intense a vectorilor $\vec{I}_s$). De aceea, utilizarea rezultatelor calculului curbelor $I(H)$ pentru monocristale, în cazul probelor policristaline, are sens, în special, la cîmpuri destul de intense (v. mai jos punctul *h*)), unde procesele de deplasare, practic, nu se produc.

O mărime magnetică foarte comodă pentru studiul monocristalelor feromagnetice în domeniul proceselor de rotație intensă este componenta normală (la cîmp) a magnetizării, $I_\perp$. Aceste

măsurători, efectuate, de obicei, cu ajutorul unor discuri monocristaline, depind într-o măsură mult mai mică de factorul de demagnetizare al probei decît măsurătorile curbelor $I_{\parallel}(H)$. De aceea, măsurătorile lui $I_{\perp}$ pot fi folosite cu succes pentru o determinare mai exactă a constantelor de anizotropie magnetică.

Cînd așezăm discul monocristalin într-un cîmp exterior uniform $\vec{H}$ (fig. 72), paralel cu suprafața lui, asupra vectorului $\vec{I}_s$ (cînd discul este fix) va acționa un cuplu din partea cîmpului exterior

$$t_H = -H_e I_s \sin \vartheta,$$

iar în virtutea anizotropiei magnetice, va apare, de asemenea, un cuplu

$$t_K = -\frac{dF_K}{d\rho}.$$

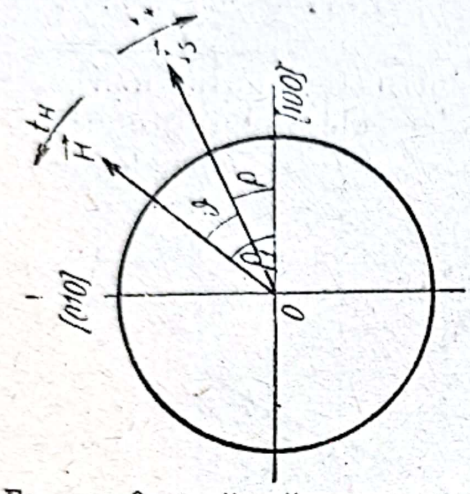


Fig. 72. În legătură cu calculul componentei normale a magnetizării într-un disc monocristalin.

În starea de echilibru, $t_H = t_K$ și, prin urmare, dacă discul este orientat cristalografic, așa cum se arată în fig. 72, vom avea următoarea formă a curbei pentru componenta normală a magnetizării (în planul discului):

$$I_{\perp} = I_s \sin(\rho_1 - \rho) = \frac{k_1}{2H} \sin 4\rho.$$

Akulov [213] a calculat, pentru prima dată, curbele $I_{\perp}(H, \rho_1)$. Metoda de măsurare a lui $I_{\perp}$ sau t_H pentru determinarea anizotropiei magnetice și-a găsit o largă aplicare practică. Akulov și Briuhatov (v. [213]) au elaborat un tip special de magnetometru rotitor pentru determinarea lui $I_{\perp}$, precum și pentru determinarea, pe baza curbelor $t_H(\rho, H)$, a texturii cristalografice în discuri tăiate din probe policristaline. Aceste cercetări au dus la crearea unei metode practice speciale de control magnetic al texturii fabricatelor (în special, din tablă): așa numita analiză magnetică a texturii. Dezvoltarea acestei metode se datorește, în special, lucrărilor savanților sovietici Akulov și Briuhatov (v. [213]), Aksenov și Grigorov [295], Titov [296], Volkov [297[și alții [301].

Un studiu mai detaliat al curbelor $I_{\perp}(\rho, H)$ a arătat existența unei serii de abateri de la formulele obținute inițial. Cum au arătat analiza și măsurătorile lui Tarasov [298], Bozorth și Williams

[299], Kirenski [300] și Șubina [224], aceste abateri pot fi, însă, explicate de aceeași teorie a lui Akulov, dacă ținem seama de influența factorului de demagnetizare al discului și dacă luăm în considerare mai riguros energia de anizotropie magnetică. De aceea, studiul curbelor $I_{\perp}$ și utilizarea lor practică reprezintă o dovadă strălucită a fertilității și preciziei teoriei anizotropiei magnetice, creată, în primul rînd, de Akulov [213].

După cum am arătat mai sus, anizotropia magnetică a cristalelor feromagnetice poate depinde esențial de tensiunile interioare și exterioare. În particular, pentru tensiunile foarte mari ($\lambda\sigma \gg k_1$) acestea din urmă dau, practic, ele singure „tonul" întregii anizotropii a cristalului. Tocmai de aceea, curbele de magnetizare în procesul de rotație sînt foarte sensibile și la tensiune. Akulov [213], Gans [302] și alții au calculat curbele pentru monocristale, cu considerarea tensiunilor exterioare. Akulov și Kirenski [303] au efectuat calculul general al curbelor de magnetizare ale policristalelor în vecinătatea saturației, pentru o distribuție difuză a tensiunilor și o deformație elastică omogenă. Aceste calcule ne dau posibilitatea să determinăm constantele de magnetostricțiune și anizotropie magnetică, precum și tensiunile interioare din măsurătorile efectuate la policristale. O lucrare analogă a fost făcută de Ianșin [304].

Ca ilustrație, să examinăm [305] calculul curbelor de magnetizare în domeniul procesului de rotație la tensiuni foarte mari ($\lambda_s\sigma \gg k_1$). În virtutea relațiilor (14.9a) și (14.12), energia liberă a cristalului va fi

$$F = -\frac{3}{2}\lambda_s\sigma\cos^2\vartheta - HI_s\cos\vartheta, \qquad (14.46)$$

unde ϑ este unghiul dintre vectorii $\vec{H}$ și $\vec{I}_s$. Tensiunile sînt, în acest caz, unilaterale și paralele cu vectorul $\vec{H}$. Din condiția de echilibru termodinamic $\frac{\partial F}{\partial \vartheta} = 0$, găsim, folosind ecuația (14 · 46),

$$I = I_s\cos\vartheta = -\frac{I_s}{3\lambda_s\sigma}\cdot H,$$

și, în consecință [1]),

$$\varkappa = -\frac{I_s^2}{3\lambda_s\sigma}. \qquad (14.47)$$

[1]) După cum am arătat mai sus, Döring [284] a obținut, pe baza teoriei undelor de spin, o formulă mai precisă.

Din (14.47), rezultă că, pentru alungiri foarte mari ($\sigma > 0$), în materiale cu magnetostricțiune negativă ($\lambda_s < 0$) (de exemplu, nichel), curbele de magnetizare au forma unor drepte, a căror pantă depinde de I_s, λ_s și σ și este dată de formula (14.47). Măsurătorile acestor curbe pentru nichel au fost efectuate de Becker și Kersten [305]. Aceste măsurători (fig. 73) au arătat valabilitatea deplină a formulei (14.47). Grabovski [306] a studiat curbele de magnetizare pentru nichel alungit la temperaturi joase, cu scopul de a determina mersul acestei curbe atunci cînd constantele de anizotropie magnetică cristalografică cresc brusc. S-a constatat că, spre deosebire de temperaturile camerei, la —183°C, curbele rectilinii de magnetizare ale nichelului puternic alungit ($\sigma \sim 17$ kg/mm²) prezintă, în porțiunea inițială, un cot apreciabil. Aceasta corespunde faptului că, la temperaturi joase, condiția $\lambda_s \sigma \gg k_1$ nu este satisfăcută și, în cîmpuri slabe, alături de procesele de rotație, încep să joace un rol apreciabil procesele de deplasare.

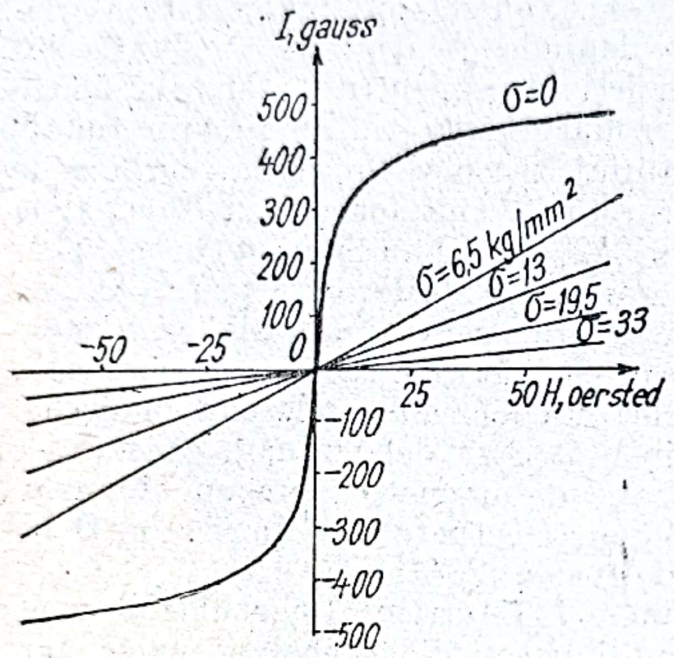


Fig. 73. Influența alungirii elastice unilaterale asupra curbelor de magnetizare a nichelului policristalin (după Becker și Kersten [305]).

Gorelik [307] și Liubina [308] au studiat influența tensiunilor asupra curbelor de magnetizare în domeniul procesului de rotație, atunci cînd sînt aplicate două cîmpuri magnetice perpendiculare între ele. Aceste cercetări au o mare importanță pentru aplicațiile practice (la construirea unor magnetometre de mare sensibilitate).

În afara cazurilor de magnetizare a corpurilor feromagnetice studiate cu ajutorul procesului de rotație, de care ne-am ocupat mai sus, trebuie să amintim încă un caz, care se poate prezenta la materiale cu tensiuni interioare σ_i mari, cu o distribuție dezordonată a orientărilor lor (de exemplu, materiale magnetice rigide de tipul oțelurilor călite la martensită). Se poate admite că, în volume mici, în interiorul probei, σ_i sînt omogene, iar la fron-

tierele acestor volume (unde se produce schimbarea orientării vectorilor σ_i), există „vîrfuri" de tensiune sau o „rețea" de incluziuni, ceea ce se întîmplă, probabil, în aliajele cu forță coercitivă mare (v. mai jos), care produc o barieră de potențial foarte mare, care frînează procesele de deplasare în timpul magnetizării materialului. Dacă dimensiunile mijlocii ale acestor volume „izolate" sînt comparabile cu dimensiunile de echilibru ale domeniilor feromagnetice, este firesc să presupunem că, în fiecare volum, va fi cuprins un singur domeniu, ale cărui frontiere vor fi „fixate" rigid lîngă „vîrfurile" tensiunilor sau la „rețeaua" de incluziuni. În virtutea acestui fapt, procesele de rotație ating o dezvoltare apreciabilă în domeniul cîmpurilor slabe, cu o frînare practic completă a proceselor de deplasare. De aceea, în astfel de materiale, susceptibilitatea inițială va fi determinată în întregime de procesele de rotație și nu de deplasare, cum se întîmplă la materialele moi. După cum am arătat mai sus, rezolvarea generală a problemei de calcul a curbei de magnetizare a fost dată de Akulov și Kirenski [303], precum și de Becker [309]. În prezent, informațiile noastre asupra mărimii și distribuției tensiunilor interioare în materialele reale sînt foarte puțin numeroase. De aceea, dimpotrivă, măsurătorile magnetice cu materiale avînd tensiuni interioare mari sînt folosite pentru determinarea mărimii și dispersiei lui σ_i. Mărimea cea mai comodă pentru aceste determinări este susceptibilitatea inițială, legată de σ_i prin formula

$$\varkappa_a = \frac{I_s^2}{\alpha \lambda_s} \overline{\left(\frac{1}{\sigma_i}\right)}, \qquad (14.48)$$

unde α este un factor numeric de ordinul lui 1, iar $\overline{(1/\sigma_i)}$ este valoarea medie a inversului amplitudinii tensiunilor interne în materialul policristalin. Formula (14 . 48) stă la baza metodei magnetice de determinare a tensiunilor interne. Determinarea experimentală a lui σ_i pe baza măsurătorilor magnetice a constituit obiectul lucrărilor lui Akulov (v. [213]), Kersten [310], Thissen [311], Förster și Stambke [312]. Trebuie observat că fundarea teoretică a acestei metode, importantă din punct de vedere practic, necesită anumite precizări, ținînd seama de interacțiunea magnetică dintre domenii, de „adaosul" inevitabil al proceselor de deplasare și de influența texturii magnetice. Atragem atenția asupra lucrării lui Koster [313], în care se dă analiza „tensiunilor interne" care intră în teoria feromagnetismului.

În construirea teoriei curbei tehnice de magnetizare, dificultatea cea mai mare este luarea în considerare a influenței esen-

țiale a structurii materialului asupra proceselor de magnetizare. Aceste dificultăți constă, în special, în faptul că influența amintită a structurii are un caracter cu totul individual, de la probă la probă, în timp ce teoria tinde, în primul rînd, să stabilească anumite legi universale ale fenomenului. Din acest punct de vedere, este foarte interesant să studiem alura curbei de magnetizare a corpurilor feromagnetice în cazul limită al cîmpurilor foarte intense, cînd magnetizarea poate fi reprezentată sub o formă universală („legea de apropiere către saturație"):

$$I = I_s \left(1 - \frac{a_1}{H} - \frac{a_2}{H^2} - \frac{a_3}{H^3} - \ldots\right). \qquad (14.49)$$

Lucrările lui Akulov [213] au marcat începutul teoriei moderne a legii de apropiere către saturație. Dacă admitem că, în domeniul cîmpurilor foarte intense, magnetizarea se realizează numai cu ajutorul procesului de rotație, termenul cu a_2 din (14.49) este determinat în întregime de energia F_{aniz} a anizotropiei cristalografice și de energia tesiunilor elastice F_σ. După cum a arătat Akulov,

$$a_2 = \frac{1}{2I_s^2} \overline{[\nabla (F_{aniz} + F_\sigma)]^2}_{\vartheta \to 0}, \qquad (14.50)$$

unde bara înseamnă că trebuie luată valoarea medie a pătratului gradientului energiei $F_{aniz} + F_\sigma$ pe tot volumul probei, iar $\vartheta \to 0$ înseamnă că tot calculul se face în cîmpuri foarte intense, cînd unghiul dintre vectorii $\vec{H}$ și $\vec{I}_s$, în întregul volum al probei, poate fi considerat mic. Din (14 . 50), se poate obține relația dintre mărimea a_2, determinată inițial și constantele de anizotropie magnetică și de magnetostricțiune. Această relație stă la baza metodei amintite mai sus pentru determinarea constantelor de anizotropie magnetică. Cercetări experimentale multiple (v. [132)] au arătat valabilitatea teoriei lui Akulov, deoarece constantele de anizotropie determinate pe această cale (din măsurătorile efectuate la policristale) coincid cu constantele măsurate în experiențele cu monocristale. Holstein și Primakoff [314], precum și Neel [323] au îmbunătățit formula pentru a_2, ținînd seama, sub o formă generală, de interacțiunea magnetică dintre cristaliții policristalului. Aceasta a îmbunătățit și mai mult coincidența dintre teorie și experiență.

Cum se arată în lucrarea lui Becker și Polley [315], termenul cu a_1 [1]) din (14.49) este determinat de deformațiile plastice ale cristalului. Brown [316] a dezvoltat teoria pentru acest caz. El a arătat că deformațiile locale puternic neomogene (dislocațiile) introduc o perturbație în distribuția omogenă a spinilor electronici într-un volum mult mai mare decît îl ocupă aceste deformații, fapt care ne permite să observăm abaterile magnetizării de la saturație, provocate de această cauză. Formula lui Brown, spre deosebire de (14.49), are forma

$$I = I_s \left[1 - \frac{a_1'}{H^{1/2}} - \frac{a_1''}{H} - \frac{a_1'''}{H^{3/2}} - \frac{a_2}{H^2} - \frac{a_3}{H^3} - \ldots\right], \quad (14 \cdot 51)$$

unde termenul cu a_1' corespunde localizării punctuale atensiunilor, a_1'' localizării lineare și a_1''' localizării superficiale. Parfenov (v [167]) a studiat legea de apropiere către saturație într-un mare număr de materiale magnetice, moi și dure, și a descoperit prezența termenilor cu a_1' și a_1''', prevăzuți de Brown. Teoria lui Brown are, însă, deocamdată, un caracter prea provizoriu și necesită precizări ulterioare. Akulov și Miriasov [317] au studiat legea de apropiere către saturație în nichelul policristalin și au indicat metoda de determinare a semnului constantelor de anizotropie magnetică. Kirenski și Slobodskoi [318] au calculat mărimile a_2 și a_3 din formula (14 · 51), ținînd seama de a doua constantă de anizotropie din expresia (14 · 2) a energiei libere, și au arătat că alegerea numărului de termeni în seria din formula (14.51) depinde esențial, nu numai de cîmpul magnetic H, ci și de constantele de anizotropie, a căror mărime depinde de temperatură. De aceea, de pildă, în cazul nichelului, termenul a_3/H^3 trebuie să joace un rol esențial în domeniul temperaturilor joase, din cauza creșterii mari a constantei k_1 din (14.2). Kirenski și Slobodskoi [319] au studiat și influența tensiunilor elastice difuze asupra legii de apropiere către saturația (14.51), ținînd seama de termenul $\sim a_3/H^3$. Aceiași autori [320] au ținut seama de influența tensiunilor orientate asupra alurii curbei de magnetizare în cîmpuri puternice. Akulov și Bolșova [321] au studiat legea de apropiere către saturație în martensită.

Neel [322] crede că una dintre cauzele posibile ale apariției termenului a_1''/H în (14.51) este existența spațiilor goale sau a incluziunilor nemagnetice în materialele feromagnetice reale.

[1]) Mărimea a_1 este, uneori, numită coeficient de *rigiditate* magnetică.

h) Fenomenul de hysteresis magnetic. Variațiile ireversibile ale magnetizării corpurilor feromagnetice în procesul magnetizării și remagnetizării lor duc la apariția fenomenului de hysteresis magnetic.

Kondorski [324] a indicat clar trei mecanisme principale ale fenomenului de hysteresis:

1. Hysteresis determinat de procesele ireversibile de rotație (în absența germenilor de remagnetizare).

2. Hysteresis determinat de întîrzierea creșterii germenilor de remagnetizare.

3. Hysteresis determinat de întîrzierea deplasării frontierelor dintre domeniile de magnetizare spontană.

Să examinăm, mai amănunțit, acestetrei mecanisme dehysteresis, din punct de vedere teoretic și experimental.

Dacă, în materialul feromagnetic, este exclusă posibilitatea apariției germenilor de remagnetizare (adică a volumelor cu magnetizarea spontană avînd orientarea inversă față de orientarea fundamentală a magnetizării de saturație a probei), în acest material sînt, în general, excluse procesele de deplasare, și remagnetizarea poate fi realizată numai cu ajutorul *procesului de rotație* a vectorilor $\vec{I}_s$. O astfel de remagnetizare a corpului feromagnetic a fost, pentru prima dată, studiată de Akulov [213, 334]. Teoria lui Akulov poate fi ilustrată intuitiv de cazul analizat înainte al magnetizării unei sîrme monocristaline avînd axa paralelă cu axa cristalografică [*110*]. Ecuația curbei de magnetizare este dată de formula (14.45). În fig. 71, în care este dat graficul acestei curbe, se vede că porțiunea ei *EOF* este termodinamic instabilă ($\partial^2 (F_{aniz} + F_H)/\partial j^2 < 0$); porțiunile *EDC* și *HGF* sînt stabile și corespund la două minime ale energiei libere ($F_{aniz} + F_H$), separate printr-o barieră de potențial. Cîmpurile corespunzătoare frontierelor acestei porțiuni, la care bariera energetică dispare împreună cu unul dintre minimele lui ($F_{aniz} + F_H$), se determină din condiția $dH/dj = 0$. În virtutea lui (14.45), aceasta ne dă, pentru forța coercitivă, expresia

$$H_{C[110]} = \pm \frac{4}{\sqrt{6}} \frac{k_1}{I_s}.$$

În cazul general, cînd orientarea cîmpului este arbitrară, expresia lui H_C pentru probe policristaline și la aplicarea unor

tensiuni exterioare ($k_{ef} \sim k_1 + \alpha\lambda_s\sigma$) este dată, ca ordin de mărime, de formula

$$H_C \sim \frac{k_{ef}}{I_s}. \qquad (14.52)$$

Dacă anizotropia tensiunilor este mică în comparație cu anizotropia cristalografică naturală ($\alpha\lambda_s\sigma \ll k$), atunci, de exemplu pentru fierul pur($k \sim 5 \cdot 10^5$ erg/cm^3, $I_s \sim 1{,}7 \cdot 10^3$ gauss), $H \sim$ ~ 500 oersted, pentru nichel ($k \sim 3 \cdot 10^4$ erg/cm^3, $I_s \sim 500$ gauss) $H_C \sim 150$ oersted, iar pentru cobalt ($k \sim 3 \cdot 10^6$ erg/cm^3, $I_s \sim 10^3$ gauss) $H_C \sim 5000$ oersted. Chiar din aceste evaluări, se vede că forțele coercitive ale materialelor moi reale, pentru care experiența ne dă mărimi care nu depășesc 1...10 oersted, nu sînt legate de acest mecanism de hysteresis.

Forța coercitivă, determinată numai de anizotropia tensiunilor, este, ca ordin de mărime,

$$H_C \sim \alpha\frac{\lambda_s\sigma}{I_s}, \qquad (14.53)$$

unde coeficientul numeric $\alpha \sim 3$. Dacă tensiunile sînt mici ($\sigma \ll 1$), forța coercitivă este, și ea, mică. În materialele dense însă, cu structură de domenii, procesele de remagnetizare se realizează, în acest caz, mult mai ușor (v. mai jos), cu ajutorul proceselor de deplasare a frontierelor dintre domenii și prin creșterea germenilor de remagnetizare. În cazul aliajelor cu forță coercitivă mare, cu $H_C \geqslant 500$ oersted, trebuie să presupunem, în conformitate cu (14.53), că există tensiuni interne foarte mari $\sigma \gtrsim 200$ kg/mm^2.

Akulov [213] a elaborat teoria pierderilor de hysteresis în cîmpuri magnetice rotitoare, plecînd de la concepția remagnetizării ca un proces de rotație pur. Briuhatov [325] a studiat relația dintre forța coercitivă și constantele de anizotropie ale diverselor materiale feromagnetice. Meskin și Somin [326] au arătat experimental că, în materialele feromagnetice dure obișnuite (cu forță coercitivă mică), forța coercitivă nu poate fi explicată prin simplul efect al proceselor ireversibile de rotație.

Dacă, în probă, anizotropia magnetică este extrem de mică ($k + \alpha\lambda\sigma \sim 0$) și, în același timp, este exclusă posibilitatea de apariție a germenilor de remagnetizare, procesul de rotație va fi determinat de anizotropia factorului de demagnetizare („coeficientul de formă"). De exemplu, în cazul unei probe de forma unui elipsoid de rotație alungit, cu factorul de demagnetizare

N_1, în lungul axei de rotație, și N_2, în lungul oricărei direcții dintr-un plan perpendicular pe această axă, (avînd $N_1 \ll N_2$), forța coercitivă este [1])

$$H_C = |N_2 - N_1| I_s. \qquad (14.54)$$

În cazul unei probe foarte lungi, avem $N_1 \sim 0$, $N_2 \sim 2\pi$ și obținem, prin urmare, pentru fier, cobalt și nichel respectiv $H_C = 10\,700$; 8800 și 3150 oersted (v. mai jos). Cazurile reale, în care fenomenul de hysteresis poate fi determinat de rotația ireversibilă a vectorilor $\vec{I}_s$, sînt următoarele: 1) materialele feromagnetice heterofazice cu forță coercitivă mare, 2)pelicule feromagnetice subțiri și pulberi, 3) microadaosuri feromagnetice coloidale în materiale neferomagnetice. În toate materialele de acest gen, forța coercitivă are, în adevăr, valori anormal de mari (sute și, uneori, mii de oerstezi). Datele experimentale și cercetările teoretice din ultimii ani ne dau multe dovezi în favoarea faptului că, după cît pare, în aceste materiale, remagnetizarea se realizează cu ajutorul procesului de rotație (v. mai jos, despre aliajele cu forță coercitivă mare și materiale din pulberi).

Al doilea mecanism de hysteresis, determinat de *întîrzierea creșterii germenilor*, se realizează, într-o măsură sau alta, în toate substanțele feromagnetice și existența lui este dovedită cu certitudine de experiență. Sub formă pură, acest mecanism de apariție a fenomenului de hysteresis poate fi studiat foarte intuitiv (și nu numai studiat, ci și condus) în probe cu așa numita curbă dreptunghiulară de hysteresis. Asemenea probe pot fi confecționate artificial, de exemplu, dintr-un material policristalin (de obicei, sub forma unei sîrme) cu limita de fluaj mare, supunîndu-l unor alungiri exterioare multilaterale σ_e foarte mari. În acest caz ($\lambda_s \sigma_e > k$), întreaga anizotropie magnetică a probei este, practic, determinată de tensiuni, și axa sîrmei alungite devine (pentru $\lambda_s > 0$) axa de cea mai ușoară magnetizare. În fig. 74, se dau ca exemplu [328] curbele de hysteresis pentru o sîrmă dintr-un aliaj de fier-nichel la diverse alungiri, care ilustrează procesul de formare a curbei dreptunghiulare de hysteresis.

În cazul cînd curba de hysteresis are formă dreptunghiulară, procesul de remagnetizare se realizează printr-un singur salt, al cărui mecanism constă în faptul că, într-un anumit loc al curbei, apare un germene de remagnetizare, care, la un anumit cîmp magnetic („*cîmpul de start*" H_S), începe să crească cu o viteză finită și, pînă la urmă, cuprinde întregul volum al probei. Aceste

[1]) Aceasta a fost observată încă în anul 1927, de Waard [327].

salturi mici ale remagnetizării au fost studiate cu mare minuțiozitate de mulți cercetători (Preisach [328], Sixtus și Tonx (v. [329]), Șteinberg [330], Miroșnicenko [331]și alții (v. [132]). Importanța acestor cercetări constă în faptul că ele au dat, înainte de toate, o dovadă directă a existenței reale a proceselor de deplasare a frontierelor între domeniile feromagnetice și, în al doilea rînd, au permis urmărirea, în toate detaliile, a cineticii procesului de remagnetizare. În aceste experiențe, s-a descoperit existența a două valori caracteristice ale cîmpului magnetic, care determină cinetica remagnetizării. Una dintre aceste valori — „cîmpul de start" H_S—determină începutul procesului de remagnetizare; el este necesar pentru *crearea*, într-un anumit domeniu mic al probei, a unui germene de remagnetizare, de dimensiuni care fac ca creșterea lui ulterioară să fie energetic mai avantajoasă decît dispariția lui („evaporarea"!). După ce, însă, cîmpul de start H_S a fost odată atins și germenele a început să crească cu viteză finită, această creștere poate continua și la un cîmp mai slab, așa numitul cîmp „*critic*" H_0 ($< H_S$). Acest cîmp trebuie menținut, pentru ca frontiera domeniului care se remagnetizează să învingă, în timpul mișcării sale, toate barierele de potențial, care apar din cauza neomogeneităților materialului probei.

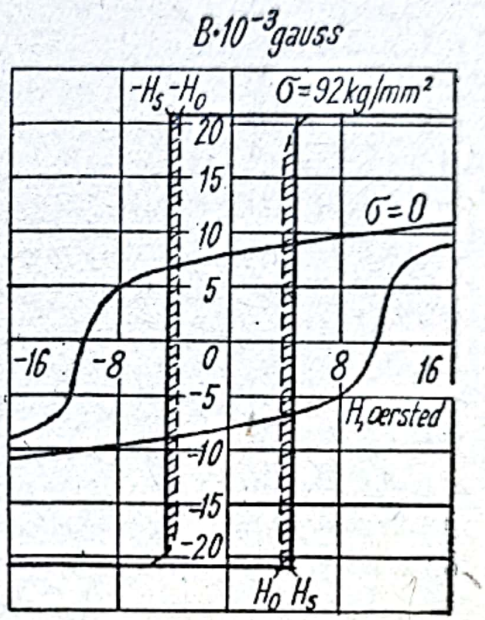


Fig. 74. Formarea curbei dreptunghiulare de hysteresis într-o sîrmă de fier-nichel (14% Ni).

Teoria cîmpului de start a fost elaborată amănunțit de către Döring [332], care plecînd de la concepțiile generale asupra proceselor de magnetizare tehnică (Akulov), a obținut teoretic condițiile de creștere a germenilor de remagnetizare. În particular, el a obținut următoarea formulă pentru cîmpul de start:

$$H_S = H_0 + a\frac{\gamma}{I_s}\frac{1}{d}, \qquad (14.55)$$

unde a este o constantă numerică ~ 1, γ densitatea energiei libere a zonei de frontieră a germenului de remagnetizare, d diametrul secțiunii transversale a germenului în centimetri (germenul

se presupune că este de forma unui elipsoid de rotație alungit). În experiențele cu salturi mari ale remagnetizării, s-au putut „îngheța" germenii în procesul lor de creștere și apoi, atacînd sîrmele cu acizi, s-au putut extrage acești germeni din grosimea materialului, căpătînd astfel o dovadă directă a existenței lor și posibilitatea verificării cantitative a teoriei. Formula (14.55) are o importanță esențială, întrucît ea ne dă o metodă de determinare foarte simplă a energiei superficiale γ. În adevăr, mărimile H_S, H_0, I_s și d se determină experimental; de aceea, mărimea γ poate fi găsită cu aproximația unui factor numeric a (~ 1) și comparată cu formula ei teoretică (14.16), conformă cu teoria lui Landau și Lifșiț [212]. Astfel, pentru o sîrmă de fier-nichel, obținem, din (14.55), $\gamma \sim 2{,}7$ erg/cm^2, iar din formula (14.16), $\gamma \sim 2{,}1$ erg/cm^2. Avînd în vedere caracterul aproximativ al acestor relații, concordanța trebuie considerată foarte bună.

Cinetica creșterii germenilor a fost studiată amănunțit de Mirošnicenko [331] și Haake [333], și experiența a confirmat în întregime prevederile teoriei.

În întreaga teorie a cîmpului de start, rămîne neclară o singură problemă, ce-i drept, foarte importantă: cum se produce nașterea domeniului de remagnetizare, înainte de începerea creșterii lui. Aici se pot face numai următoarele ipoteze. *În primul rînd*, se poate întîmpla ca, în corpul feromagnetic, chiar la saturație, să rămînă mici porțiuni de domenii inițiale de magnetizare spontană, cu o orientare a lui $\vec{I}_s$ contrarie sensului cîmpului magnetic care produce remagnetizarea. Trebuie, totodată, să presupunem că cîmpul critic H_0 al acestor porțiuni este mai mare decît cîmpul care aduce proba, în prealabil, pînă la saturație. *În al doilea rînd*, asupra procesului de formare a germenilor poate exercita o influență importantă cîmpul de demagnetizare, creat de neomogenitățile interioare ale probei, de incluziunile străine din metal sau de goluri. Aceste cîmpuri pot face ca, în volume mici ale probei, cîmpul interior să fie de sens contrar față de cîmpul exterior, în vecinătatea unor asemenea deformări. În sfîrșit, *a treia* cauză a apariției germenilor de remagnetizare pot fi fluctuațiile termice. Calculul probabilității acestui proces pentru crearea germenului de dimensiune critică (avînd posibilitatea unei creșteri ulterioare) ne arată însă, că această cauză pare să nu joace un rol esențial [1]).

[1]) Ea poate deveni esențială în particule mici și în procesele de viscozitate magnetică (v. mai jos § 16).

Scanned with OKEN Scanner

Kondorski [335] a arătat că aria curbei de hysteresis și mărimea forței coercitive — dacă fenomenul de hysteresis este parțial determinat de cea de a doua cauză principală (întîrzierea în creșterea germenilor) sau de prima cauză (rotațiile ireversibile)— pot depinde de forma probei. Dacă nu există această dependență, curba dreptunghiulară de hysteresis este determinată, în special, de întîrzierea proceselor de deplasare a frontierelor. Independența forței coercitive de formă, la majoritatea substanțelor feromagnetice policristaline, este explicată de Kondorski, fie numai prin cauza amintită mai sus, fie prin faptul că, datorită neomogeneităților de structură și deosebirii direcțiilor axelor de magnetizare ușoară în porțiunile individuale ale probei, forța coercitivă nu mai depinde de forma corpului feromagnetic, ci de forma porțiunilor individuale destul de omogene și avînd o singură direcție de cea mai ușoară magnetizare.

Formula generală pentru cîmpul critic H_0 poate fi obținută din condițiile de maxim ale diferenței energiilor libere (14.34). În cazul deplasărilor la 180°, avem $(F_i)_k - (F_i)_l \sim 0$ și, dacă ținem seama că curbura frontierelor dintre domenii este mică, $(1/r_1 + 1/r_2) \sim 0$, atunci, în virtutea formulelor (14.34) și (14.37), H_0 va fi, ca ordin de mărime, dat de relația

$$H_0 = \frac{1}{2 I_s} \left(\overline{\frac{\partial \gamma}{\partial n}}\right)_{\max}, \qquad (14.56)$$

unde bara înseamnă valoarea medie a lui $\left(\frac{\partial \gamma}{\partial n}\right)_{\max}$, luată pe suprafața de frontieră. Dacă, în afara variațiilor locale ale energiei γ datorită deplasării frontierelor, mai are loc o creștere sensibilă a ariei suprafeței lor (de exemplu, în timpul creșterii germenilor sau ocolirii obstacolelor), în (14.56), în locul lui γ, trebuie să substituim produsul $\gamma \overline{S}$, unde $\overline{S}$ este valoarea medie a ariei suprafeței de frontieră și întreaga expresie trebuie împărțită prin $\overline{S}$. Prin urmare, conform „*teoriei incluziunilor*“ (în cazul unor neomogenități locale $\left(\frac{\partial \gamma}{\partial n}\right)$ relativ slabe), cîmpul critic este dat de formula

$$H_0 = \frac{\gamma}{2 I_s \overline{S}} \left(\overline{\frac{\partial S}{\partial n}}\right)_{\max}. \qquad (14.57)$$

Kondorski [336] a arătat că, în cazurile cînd $(\partial \overline{S}/\partial n)_{\max} \ll (\partial \gamma/\partial n)_{\max}$, mărimea H_0 este determinată, în special, de gra-

dienții *tensiunilor interne*. În adevăr, din formula (14.26), pentru γ rezultă că

$$\frac{\partial \gamma}{\partial n} \sim \lambda_s \delta \frac{\partial \sigma}{\partial n},$$

și, de aceea,

$$H_0 \sim \frac{\lambda_s \delta}{I_s} \left(\overline{\frac{\partial \sigma}{\partial n}}\right)_{\max} \tag{14.58}$$

În cazul mai general, formula (14.58) poate fi scrisă, după Kersten [337],

$$H_0 = p_0 \frac{\lambda_s \overline{\Delta \sigma}}{I_s}, \tag{14.59}$$

unde $\overline{\Delta \sigma}$ este valoarea medie a fluctuațiilor tensiunilor interne, iar factorul p_0 depinde de raportul dintre grosimea δ a stratului de frontieră dintre domeniile feromagnetice și „lungimea de undă" medie l a tensiunilor interne; în cazul $l \gg \delta$, avem $p_0 \sim \delta/l$, iar dacă $l \ll \delta$, avem $p_0 \sim 1/\delta$; de aceea trebuie să ne așteptăm la o valoare maximă a lui H_0 pentru $l \sim \delta$.

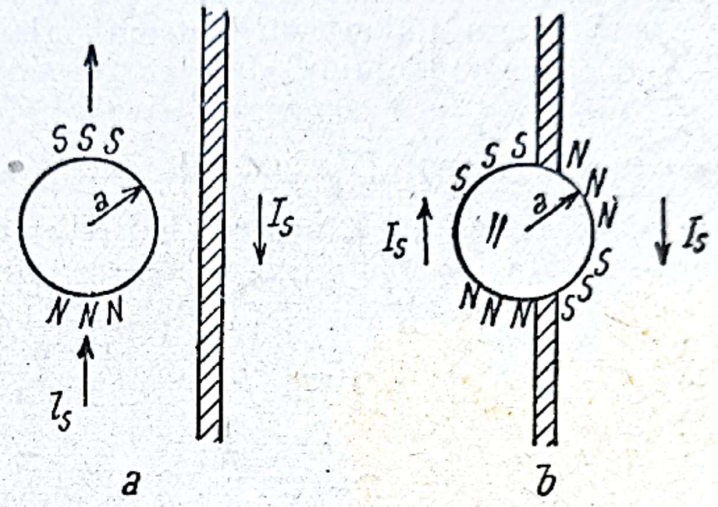
Așadar, din teoria „tensiunilor" a lui Kondorski, pentru cîmpul critic al materialelor moi, lipsite de incluziuni apreciabile, rezultă două concluzii importante: 1) cîmpul critic crește proporțional cu creșterea amplitudinii medii a tensiunilor interne $\overline{\Delta \sigma}$ și 2) H_0 are valoarea maximă cînd dispersia acestor tensiuni este comparabilă cu grosimea straturilor de frontieră dintre domeniile de magnetizare spontană ($l \sim \delta$). O cantitate uriașă de material experimental confirmă în întregime aceste două concluzii calitative fundamentale ale teoriei. Compararea cantitativă a teoriei cu experiența nu poate fi efectuată cu eficacitatea necesară, din cauza sensibilității structurale pronunțate a fenomenului de hysteresis magnetic.

Pentru materialele cu un număr mare de *incluziuni*, este valabilă formula (14.57). Această formulă, sub o formă mai explicită pentru cazul particular al unei distribuții regulate a incluziunilor sferice de dimensiuni aproximativ egale (ca exemplu, poate servi cementita granulară în oțelul cu carbon) devine [337]

$$H_0 = p' \frac{k_{ef}}{I_s} \beta^n, \tag{14.60}$$

unde k_{ef} este constanta efectivă de anizotropie magnetică, β concentrația impurităților, n un exponent $\sim 1, {}^2/_3, {}^4/_3$ etc, factorul

p' depinde de raportul dintre grosimea δ a stratului de frontieră și diametrul d al incluziunilor: dacă $\delta \ll d$, avem $p' \sim \delta/d$, iar dacă $\delta \gg d$, avem $p' \sim d/\delta$. Prin urmare, H_0 crește odată cu concentrația incluziunilor și are valoarea maximă la o anumită dispersie a acestora (cînd $\delta \sim d$). Din (14.60), rezultă că variația cu temperatură a lui H_0 este determinată, în special, de variația lui k_{ef} și I_s (în p' anizotropia k_{ef} intervine prin intermediul lui δ), fapt care poate fi folosit la verificarea teoriei cu ajutorul măsurătorilor dependenței de temperatură a forței coercitive în asemenea materiale.



a b

Fig. 75. Apariția sarcinilor magnetice pe suprafața incluziunilor nemagnetice sau pe suprafața cavităților.

Cu toată simplicitatea teoriei tensiunilor și a teoriei incluziunilor, pe care le-am expus mai sus, și cu toată existența unei concordanțe a acestora cu experiența, aceste două teorii, în special a doua, au un neajuns esențial, care constă în faptul că, în ele, luarea în considerare a interacțiunii magnetice este complet neglijată. În toate calculele, se presupune în mod tacit că sarcinile magnetice lipsesc complet (div $\vec{I}$ = Div $\vec{I}$ = 0). Totodată, din calculele lui Kersten [337], rezultă direct că, la suprafața incluziunilor, trebuie să apară sarcini magnetice (Div $\vec{I} \neq 0$) și cîmpul magnetic de dispersie legat de ele (fig. 75). Acest fapt a fost remarcat de Neel [338] și, independent de el, de Kondorski [266], [339] și Vonsovski (v. cartea [132], p. 396).

Kondorski [266] a dat o rezolvare mai riguroasă a acestei probleme, la care ne vom opri chiar acum. Înainte de toate, Kondorski observă că formulele obținute de Kersten [337] sînt valabile, riguros vorbind, numai pentru un număr limitat de cazuri speciale, cînd incluziunile au forma unor „ace“ dispuse în lungul direcției cîmpului, sau cînd dimensiunile liniare ale incluziunilor sînt $d < \delta$, unde δ este lărgimea stratului de frontieră dintre fazele feromangetice. În majoritatea cazurilor, însă, trebuie

să ținem seama de energia cîmpului de demagnetizare produs de existența unor incluziuni de formă și mărime arbitrare. Încă în primele lui lucrări din domeniul teoriei fenomenului de hysteresis [335], Kondorski a arătat că pozițiile cele mai probabile ale germenilor fazelor magnetice noi, în timpul remagnetizării, sînt golurile și incluziunile din materialul feromagnetic. În cazul unor cîmpuri mai mari decît cîmpul de start, germenele poate să-și înceteze creșterea, dacă frontiera lui atinge incluziuni ale căror dimensiuni lineare d sînt mai mici decît dimensiunile critice d_s ale germenului. O dată cu „trecerea" prin incluziuni, trebuie să se producă o variație a energiei libere, în primul rînd, pentru a mări suprafața zonei de frontieră cu mărimea $\Delta s \sim \frac{\pi}{4} d^2$ și, în al doilea rînd, pentru redistribuirea sarcinilor magnetice pe suprafața incluziunii. În conformitate cu evaluările lui Kondorski, aceste energii libere sînt, respectiv,

$$E_1 \sim \frac{\pi}{4} d^2 \gamma,$$

$$E_2 \sim \frac{cNI_s^2}{2} \frac{\pi}{6} d^3 \text{ pentru } d \gg \delta,$$

$$E_2 \sim 0 \qquad \text{pentru } d \ll \delta$$

(γ este densitatea energiei libere superficiale a zonei de frontieră, c un coeficient numeric ~ 1). Prin urmare, dacă $d \gg \delta$ (v., de exemplu, expresia lui γ în formula (14.16)), avem

$$\frac{E_1}{E_2} \sim \frac{\gamma}{NI_s^2 d} \sim \frac{k}{NI_s^2} \frac{\delta}{d}, \tag{14.61}$$

unde k este constanta de anizotropie magnetică (cristalografică și produsă de tensiunile elastice).

Din (14.61), rezultă că, dacă $d \gg \delta$, avem $E_2 \gg E_1$, și numai dacă $\delta \sim d$, valorile lui E_1 și E_2 pot fi de același ordin de mărime. Astfel, din (14.61), se vede că, dacă $d > \delta$, cauza principală a reținerii stratului de frontieră pe incluziuni nu este micșorarea suprafeței frontierei, ci micșorarea energiei cîmpului magnetic al incluziunii înseși.

Compararea energiei libere E_2 cu energia față de cîmpul exterior ne permite să determinăm ordinul de mărime al cîmpului critic produs de acțiunea magnetică a incluziunii, cu condiția $\delta < d < d_s$, adică cu condiția ca, în drumul germenului în creștere, să întîlnim numai incluziuni cu dimensiuni mai mici decît

dimensiunile critice (d_s) ale germenilor capabili să crească. Mărimea acestui cîmp critic este

$$H_{cr.\,1} \approx \frac{NI_s}{4} (\nu')^{2/3}, \tag{14.62}$$

unde ν' este concentrația de volum a incluziunilor pentru $\delta < d < d_s$.

Compararea formulei (14.62) cu experiența ne arată că, în oțelurile moi, numai o parte neînsemnată a impurităților are dimensiuni suficient de mici, adică $\nu' \ll \nu$ (unde ν este concentrația de volum totală a impurităților). De exemplu, în oțelul cu siliciu (4%Si) cu conținut de carbon (1%) sub formă de grafit ($\nu \sim 0{,}036$), ținînd seama că $N \approx 4$, $I_s \approx 1600$, rezultă, din (14.62), că

$$H_{cr.\,1} \approx 180 \left(\frac{\nu'}{\nu}\right)^{2/3} \text{oersted} \tag{14.63}$$

În consecință, dacă $\nu' \approx \nu$, cîmpul $H_{cr.\,1}$ ar trebui să fie de 180 oersted. Dar atunci dimensiunile aproape ale tuturor incluziunilor trebuie să fie mai mici decît d_s ($\nu' \approx \nu$!). Mărimea lui d_s poate fi evaluată: pentru $H \approx 180$ oersted, avem $d_s \approx 0{,}2 \times 10^{-5}$ cm.

În realitate, experiența ne dă o mărime de cîteva ori mai mare, pentru care $H_s \approx 10$ oersted. Astfel, în cazul considerat, chiar la cîmpuri de ~ 10 oersted, majoritatea incluziunilor formează centre de creștere a germenilor și, prin urmare, concentrația de volum a incluziunilor cu $d < d_s$ va fi mică, adică $\nu' \ll \nu$. Punînd în (14.63) $H_{cr.\,1} \approx 10$ oersted, obținem $\nu'/\nu \approx 10^{-2}$. În modul acesta, problema dispersiei impurităților joacă în această teorie un rol esențial.

Mai departe, Kondorski dă expresiile cîmpului critic: 1) într-un corp feromagnetic cu impurități mărunte și 2) pentru oțeluri moi cu incluziuni mari. În primul caz (structura dispersă $\nu' \sim \nu$),

$$H_{cr.\,1} \approx \frac{NI_s}{4} (\nu)^{2/3} \left(< H_s\,(d_{med}) \approx \frac{\gamma}{I_s\, d_{med}} \right), \tag{14.64}$$

unde d_{med} este diametrul mediu al masei principale a incluziunilor. Mărimea $H_{cr.\,1}$ poate fi, în acest caz, apreciabilă (maximul este atins pentru $d \sim \delta$ și poate depăși cîmpul critic al rotației pure, adică mărimea $\sim NI_s$!). Variația cu temperatura a forței coercitive este în acest caz aceeași ca și variația cu temperatura a magnetizării de saturație. În al doilea caz $H_s\,(d_{med}) \ll (NI_s/4)\,\nu^{2/3}$

și $\varrho' \ll \varrho$. Cînd $H < H_s\,(d_{\text{med}})$, incluziunile împiedică creșterea germenilor care apar pe incluziunile cu $d > d_{\text{med}}$. Dacă cîmpul atinge mărimea $H_s\,(d_{\text{med}}) + H_0\,(\sigma)$ [(aici $H_0\,(\sigma)$ este partea cîmpului critic, dependentă de neomogeneitățile fazei feromagnetice principale (teoria tensiunilor!)], atunci creșterea germenilor începe de la majoritatea incluziunilor și se produce remagnetizarea. Prin urmare,

$$H_{\text{cr. 2}} = H_s\,(d_{\text{med}}) + H_0\,(\sigma) \sim \frac{\gamma}{I_s\, d_{\text{med}}} + H_0(\sigma). \qquad (14.65)$$

Variația cu temperatura a forței coercitive este, în acest caz, proporțională cu $\sqrt{k}$[1]).

În legătură cu acest calcul al lui Kondorski, apare necesitatea unui studiu mai detaliat al distribuției lui $\vec{I}_s$ în incluziuni.

În particular, dacă $d > d_s$, putem să ne imaginăm astfel distribuția magnetizării la suprafața incluziei, încît, pentru ea, condițiile $\operatorname{Div} \vec{I}_s = 0$, să fie satisfăcute destul de riguros, adică, practic, să nu existe sarcini magnetice.

Această problemă a fost rezolvată într-o a doua lucrare a lui Kondorski [339] (v. și lucrarea lui Neel [265]). După cum rezultă din experiențele lui Williams și Shockley [262] (v. fig. 66), în cristalele cu trei axe de magnetizare ușoară, se formează în jurul incluziunilor o structură a domeniilor feromagnetice de forma unor „pumnale“, reprezentată schematic în fig. 76. Frontiera dintre domenii, care se deplasează în procesul de magnetizare a probei, poate trece prin incluziuni și poate duce la formarea unei structuri secundare a domeniilor de tip „buclă“ (v. fig. 76*b*). Dacă frontiera nu poate trece prin incluziune, remagnetizarea se realizează prin intermediul creșterii germenilor în interiorul domeniului mărginit de aceste incluziuni și, prin urmare, forța coercitivă este determinată, în principal, de cîmpul de start H_s (v. formula (14.55)). În cazul cînd frontiera poate trece prin incluziuni, forța coercitivă este determinată de cîmpul critic H_0. Kondorski examinează două cazuri tipice: substanțe feromagnetice cu o singură axă de magnetizare ușoară și substanțe feromagnetice cu trei axe de magnetizare ușoară; în afară de aceasta, în

[1]) În legătură cu calculul teoretic al lui Kondorski [266], trebuie amintit studiul experimental al lui Vainștein și Livșiț [342] cu privire la forța coercitivă a oțelului călit de marca ЭИ × 15. Existența maximului pe curba de variație a forței coercitive în funcție de cantitatea și dispersia austenitei poate fi explicată de teoria expusă mai sus a lui Kondorski.

ambele cazuri, există incluziuni relativ mari. În *primul* caz, în jurul incluziunilor apar structuri ca cele reprezentate în fig. 77*a*, *b*, *c*. Kondorski a arătat că, atunci cînd trecem de la structura *a* la structura *b*, cîmpul critic H_{cr}^{b} este

$$H_{cr}^{b} \approx \frac{\gamma}{I_s d} \frac{I}{d} \varphi^{2/3} \tag{14.66}$$

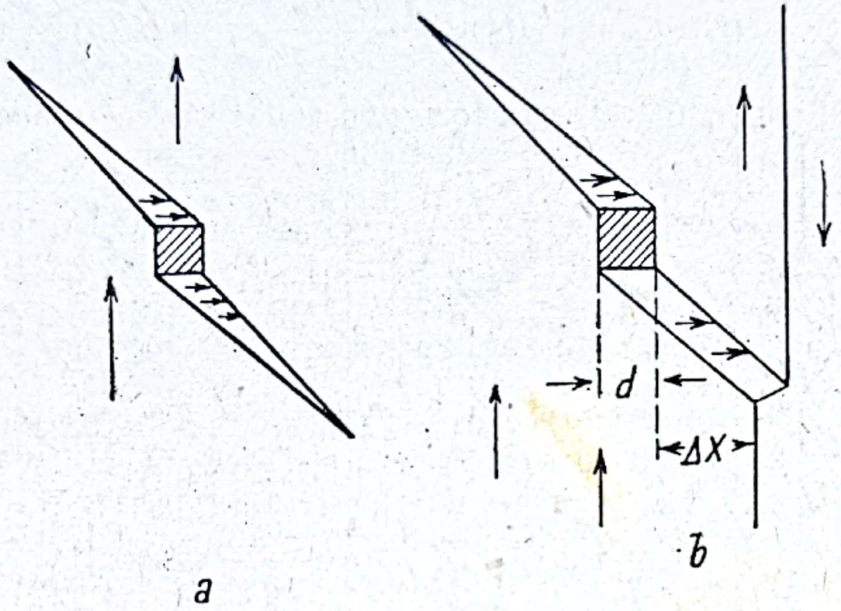


Fig. 76. Formarea structurii „buclă", prin deplasarea frontierelor dintre domeniile feromagnetice (după Kondorski-Neel).

(unde l și d sînt semilungimea și semidiametrul structurii domeniilor de tip *b*, iar φ este concentrația de volum a incluziunilor). Cînd trecem de la structura *a* la structura *c*, avem

$$H_{cr}^{b} \approx \frac{k}{I_s^2} \varphi^{2/3} . \tag{14.67}$$

Valoarea cîmpului de start o găsim din formula (14.55). După cum a arătat Kondorski, în cazul cobaltului ($k \sim 8 \cdot 10^5$ erg/cm³) sau în cazul probelor de nichel sau de aliaj fier-nichel cu o singură axă magnetică (cînd energia tensiunilor exterioare care produc această anizotropie magnetică, este de ordinul energiei de anizotropie cristalografică naturală, adică $^3/_2 \lambda\sigma \sim k$), dacă $\gamma \sim 1$ erg/cm² și $\varphi > \varphi_0 \sim 10^{-4}$, avem

$$H_{cr}^{c} > H_{cr}^{b} > H_s .$$

Prin urmare, în aceste materiale uniaxe, incluziunile împiedică deplasarea frontierelor și forța coercitivă este determinată de suma dintre cîmpul de start și cîmpul critic creat de tensiuni (v. (14.58)). Neel [265] a arătat că, în cazul unor incluziuni foarte mici ($d < \delta$), trecerea straturilor de frontieră prin aceste incluziuni este posibilă și atunci cînd cîmpul critic scade o dată cu micșorarea dimensiunilor incluziunilor.

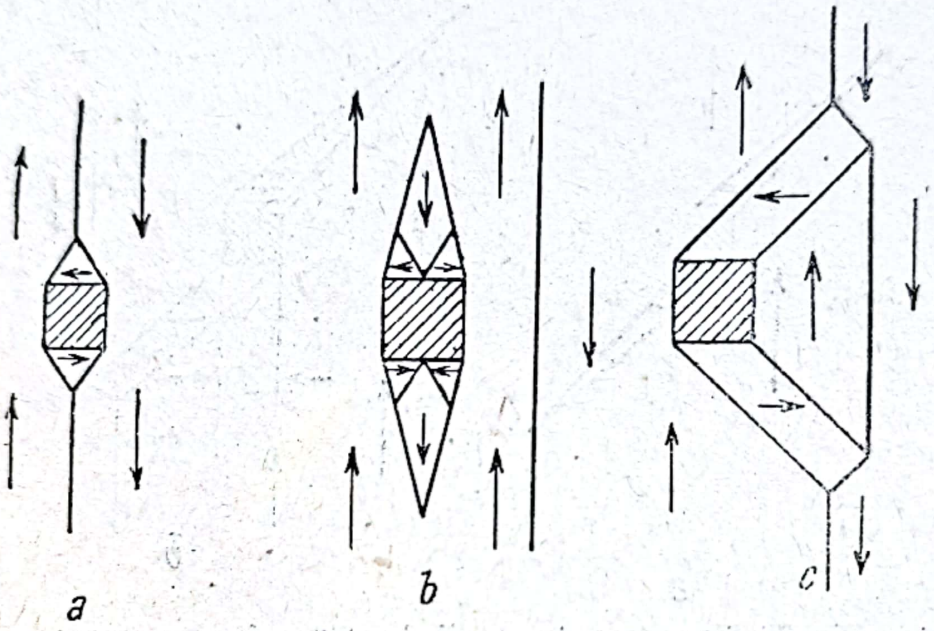


Fig. 77. Structura secundară a domeniilor feromagnetice în vecinătatea incluziunilor.

În *al doilea* caz, cînd frontiera trece prin incluziune, se formează domenii de forma unor „pumnale" (v. fig. 76*b*). Deplasarea stratului de frontieră cu Δx mărește energia magnetică cu mărimea

$$\Delta F_{\text{demag}} = -2I_s H_s^2 \, \Delta x$$

(s este distanța medie dintre centrele incluziunilor). Creșterea energiei superficiale este

$$\Delta F_{\text{supr}} = \gamma d \cdot \Delta x.$$

Deplasarea spontană a frontierei (adică saltul ireversibil) începe încă înainte de ruperea ei de buclă cu condiția $\frac{\partial}{\partial x}(\Delta F_{\text{demag}} + \Delta F_{\text{supr}}) = 0$, adică la cîmpul

$$H > H_k = \frac{\gamma}{2I_s d} \rho^{2/3} \qquad (14.68)$$

Formula (14.68) coincide cu formula teoriei „incluziunilor“ (14.60), obținută fără considerarea structurii buclă la incluziuni. Din compararea lui (14.68) cu (14.58), găsim că, dacă $v < v_0 \approx \approx 0{,}5$, avem $H_k < H_s$. În cazul oțelurilor moi, avem $v \ll 0{,}5$; de aceea forța lor coercitivă este dată de formula (14.68) și, în consecință, rezultatele teoriei incluziunilor, obținute chiar neglijînd cîmpurile magnetice de dispersie, își păstrează valabilitatea.

Dependența de temperatură a lui H_k este, în esență, determinată, la fel ca și pentru H_s, prin dependența de temperatură a lui $\sqrt{k}$ (v. (14.16)).

Kondorski [340] a elaborat și teoria curbelor de magnetizare și a ciclurilor de hysteresis pentru materiale policristaline. Dificultatea principală în elaborarea acestei teorii este legată de considerarea interacțiunii magnetice în interiorul probei feromagnetice. Cu toate acestea, Kondorski, examinînd cazurile limită care pot fi calculate ușor (policristale cu grăunții alungiți și policristale cu grăunții plan-paraleli), a dat formule asimptotice teoretice pentru curbele de magnetizare de „ordin zero“, pentru curbele de hysteresis maxime și pentru curbele ciclurilor parțiale, în cazul curbelor de magnetizare ideale. Tot el a obținut pentru prima dată formula teoretică a dependenței pierderilor de hysteresis W, în funcție de amplitudinea cîmpului magnetizant H_0:

$$W = 4 I_s H_0 \left(1 - \frac{H_0}{H}\right), \qquad (14.69$$

formulă care concordă bine cu experiența. Curbele teoretice pentru dependența magnetizării remanente de amplitudinea cîmpului magnetizant, în această teorie, concordă bine cu experiența. Kondorski a obținut o formulă generală, care leagă între ele curbele de magnetizare și remagnetizare a materialului policristalin. Dacă curba de magnetizare are forma $I = f(H)$, curba de remagnetizare poate fi găsită imediat, cu ajutorul formulei

$$\frac{I_m - I}{2} = f\left(\frac{H_m - H}{2}\right), \qquad (14.70)$$

unde H_m este amplitudinea cîmpului magnetizant, I_m magnetizarea maximă corespunzătoare, de la care începe procesul de remagnetizare. De exemplu, dacă aplicăm acest rezultat la cazul cîmpurilor foarte slabe, cînd după Rayleigh curba de magnetizare are forma

$$I = \varkappa_a H + bH^2, \qquad (14.71)$$

atunci pentru curba de hysteresis găsim imediat

$$I = I_m - \varkappa_a (H_m - H) - \frac{b}{2} (H_m - H)^2. \qquad (14.72)$$

Înainte aceste formule erau considerate independente. Formulele teoretice ale lui Kondorski sînt confirmate experimental pe un mare număr de diverse materiale magnetice moi, atît prin experienţele autorului însuşi, cît şi prin lucrările lui Popţov şi Cernikova [341]. Recent Akulov, Galkina şi Ivanovski [344] au dezvoltat teoria generală a curbelor de magnetizare în cîmpuri slabe. Cernikova [345] a studiat curbele de magnetizare ideale (fără hysteresis) şi a confirmat în general concluziile teoriei lui Kondorski.

O aplicaţie practică deosebit de importantă au aliajele feromagnetice eterogene. Din punctul de vedere al obţinerii unor materiale magnetice dure, transformările de fază pot fi împărţite convenţional în trei grupe [132]: a) transformările martensitice, b) descompunerea soluţiilor solide şi c) fenomenele de ordonare în aliaje. Conform consideraţiilor teoretice expuse mai sus, în urma primelor două tipuri de transformare, se obţin materiale magnetice în care natura forţei coercitive se explică, fie prin neomogenităţile tensiunilor interne, fie prin incluziunile străine în material. Dar nici teoria „tensiunilor", nici teoria „incluziunilor" (chiar cu luarea în considerare a interacţiunii magnetice) nu pot lămuri natura fenomenului de hysteresis magnetic în aşa numitele aliaje cu *forţă coercitivă mare*. Experienţa ne arată că, în toate aceste aliaje, proprietăţile magnetice pronunţate se obţin ca rezultat al transformărilor de fază de tipul al treilea, adică ca rezultat al stadiului iniţial al proceselor de descompunere şi, posibil, al proceselor de ordonare a atomilor acestor aliaje. Această concluzie teoretică a fost obţinută pe baza a numeroase lucrări experimentale, printre care joacă un rol important lucrările savanţilor sovietici Zaimovski [357], Kondorski [336], Komar şi alţii [343], Livşiţ B. G. [358], Meskin [356], Şur (v. [132]) şi alţii.

Din nefericire, pînă în prezent, nu există încă o imagine pe deplin clară a proceselor magnetizării tehnice a aliajelor cu forţă coercitivă mare. Putem spune numai că un studiu roentgenoscopic minuţios al acestor materiale (în special, experienţele lui Komar şi Tarasov [343]) indică existenţa în aceste aliaje a aşa numitei structuri variabile, corespunzătoare stadiilor iniţiale de ordonare a atomilor componenţilor. Avînd o astfel de

structură variabilă, materialul se scindează într-un ansamblu cu dispersie fină de mici volume individuale de diverse faze. Fiecare dintre aceste volume de fază feromagnetică posedă o magnetizare spontană și, probabil, o anizotropie magnetică pronunțată (o singură axă de magnetizare ușoară). Aceste volume constituie, în mare măsură, straturi magnetic izolate, straturi nemagnetice sau slab magnetice. Procesele de deplasare sînt aproape complet excluse în astfel de structuri și întregul mecanism de magnetizare tehnică se face pe calea procesului de rotație. Deocamdată, nu avem un număr suficient de date experimentale care să constituie o dovadă directă că tocmai acest mecanism este cel care duce la forțe coercitive mari în aceste aliaje [1]).

În legătură cu problema obținerii materialelor magnetice cu forță coercitivă mare, capătă un interes deosebit studiul proprietăților de hysteresis la pulberile feromagnetice ale diverselor materiale. După cum am arătat mai sus (v. punctul c)), ne putem aștepta ca grăunții suficient de mici de substanțe feromagnetice să fie alcătuiți dintr-un singur domeniu feromagnetic. În acest caz, procesele de deplasare a frontierelor dintre domenii sînt excluse și întregul proces de remagnetizare se face pe calea rotației vectorului magnetizării rezultante a grăuntelui. De aici, se poate trage concluzia că trebuie să ne așteptăm la valori mari ale forței coercitive, dacă materialul are o constantă rezultantă de anizotropie magnetică (naturală sau produsă de tensiuni) mare sau o anizotropie pronunțată a factorului de demagnetizare, ca în cazul grăunților.

Calculul teoretic cel mai riguros al forței coercitive a corpurilor feromagnetice formate din particule izolate mici a fost dat de E. I. Kondorski [241] [2]).

Forța coercitivă maximă, adică în cazul unei particule absolut unidomeniale, va fi

$$H_{c\,\max} = I_s\,(N_R - N_a) + \frac{2k}{I_s}. \qquad (14.73)$$

Putem obține, de asemenea, dependența forței coercitive de raza R a particulei, atunci cînd ea este mai mare decît dimensiunea

[1]) Pentru amănunte, v. § 15. b).

[2]) Trebuie observat că prima indicație cu privire la posibilitatea dependenței forței coercitive de forma particulelor în materialele feromagnetice a fost dată tot de E. I. Kondorski, încă în anul 1940 [335]. Kondorski a obținut dependența forței coercitive a particulelor de diferența factorilor de demagnetizare (v. (14.54)). Mai tîrziu, aceste calcule au fost dezvoltate cantitativ de Stoner și Wohlfarth [240].

critică R_0, după formula (14.22), corespunzătoare magnetizării omogene; pentru aceasta, trebuie să găsim energia liberă a distribuției de echilibru a magnetizării, cînd una dintre componentele magnetizării I_x sau I_y, adică una dintre componentele perpendiculare pe axa mare a elipsoidului, nu este o mărime mică. În particular, din condiția de minim a energiei libere, în cazul unei particule sferice, obținem, după Kondorski,

$$H_c(R) = \frac{2k}{I_s}\left[1 - p\left(1 - \frac{R_0^2}{R^2}\right)\right], \qquad (14.74)$$

unde p este un coeficient dependent de I_s, k și N. La rîndul lui, N poate depinde de concentrația de volum V a componentului feromagnetic din pulbere.

Cercetările experimentale ale lui G. N. Petrova [346] au arătat că, pentru $V \leqslant 0{,}015$, factorii de demagnetizare ai particulelor nu variază practic (în comparație cu starea lor izolată). Pentru $V \sim 0{,}5$, ei se micșorează aproximativ de 10 ori. În cazul particular al pulberilor de fier, avem, după Kondorski, $l_0 \sim$ ~ 300 Å și $H_c \sim 530$ oersted. Într-o altă lucrare [241], Kondorski și-a îmbunătățit calculele pentru particule de formă sferică și elipsoidală și a obținut formule mai riguroase pentru valoarea forței coercitive.

Sînt foarte interesante cercetările asupra dependenței forței coercitive a pulberilor și a peliculelor feromagnetice de dimensiunile lor liniare și de grosimea lor.

Bertaut [353], studiind această dependență pentru pulberi de fier, a găsit că, pentru dimensiuni d mijlocii ale grăunților, de ordinul a 200 Å, se observă o valoare maximă a forței coercitive (pînă la 1000 oersted). La dimensiuni ale grăunților mai mici de 200 Å, forța coercitivă scade brusc, odată cu micșorarea dimensiunilor lor. Aceasta ne sugerează ideea că există dimensiuni critice sub care fierul devine paramagnetic. Prezența oxidului Fe_3O_4, însă, la temperaturi de reducere sub 290°C, poate complica întregul fenomen.

În cazul pulberilor dintr-un aliaj de mangan-bismut, Guillaud [232] nu a găsit nici un maxim la curba $H_c(d)$ la dimensiunea minimă de ~ 3 μ.

De aici, rezultă că natura acestui maxim al curbei $H_c(d)$ necesită un studiu aprofundat.

Kittel [354] a încercat să calculeze teoretic această dependență, considerînd deplasarea frontierei într-o particulă sferică. Calculele lui nu pot fi considerate convingătoare.

Scanned with OKEN Scanner

Kittel păstrează, fără nici o justificare, în stratul de frontieră toate caracteristicile cantitative care se referă la materiale masive și care nu pot fi extinse la particule ale căror dimensiuni sînt comparabile cu dimensiunile domeniului feromagnetic.

Cum am amintit mai sus, calculul cel mai consecvent al acestei dependențe a fost dat de Kondorski.

Fenomenul de hysteresis magnetic prezintă o anizotropie puternică. Studiul experimental amănunțit al acestei probleme pe discuri monocristaline de fier-siliciu, efectuat de Șur [347], a arătat că forța coercitivă a monocristalului depinde de direcțiile cristalografice. Valorile minime ale lui H_c se obțin pentru acele direcții din planul discului, pentru care energia de anizotropie magnetică este minimă. Analiza teoretică a acestor experiențe, dată de Vonsovski [348], a arătat că anizotropia observată a lui H_c în monocristale feromagnetice este determinată, în special, de influența formei probei (de acțiunea de demagnetizare a suprafețelor bazei discurilor).

Fenomenul de hysteresis al corpurilor feromagnetice depinde într-un mod esențial de temperatură. O dată cu creșterea temperaturii, forța coercitivă, de regulă, scade. Pierderile de hysteresis scad, de asemenea, o dată cu temperatura. Teoria modernă poate da numai o explicație calitativă a acestei scăderi a parametrilor magnetici, care caracterizează curba de hysteresis în funcție de temperatură (v. [132]).

O serie de cercetări importante cu privire la variația cu temperatura a forței coercitive au fost efectuate de Șur și Vlasov, care au stabilit legile variației cu temperatura a lui $H_c(T)$ în monocristale de fier-siliciu [349, 350] și au studiat, de asemenea, influența îmbătrînirii [351] și a deformațiilor plastice [352] asupra formei curbei $H_c(T)$.

Este foarte important să cunoaștem dependența de temperatură a forței coercitive la materialele în formă de pulbere. Studiul acestei variații ne poate da informații asupra cauzei principale care determină forța coercitivă mare a particulelor feromagnetice. De pildă, ne putem aștepta ca variația cu temperatura a forței coercitive (la temperaturi nu prea apropiate de punctul Curie), atunci cînd forța coercitivă este determinată, în principal, de anizotropia magnetică naturală, să fie determinată, în esență de variația cu temperatura a constantei de anizotropie magnetică k (v. (14.52)). Dacă procesul de remagnetizare a particulelor mici este determinat, în esență, de forma lor (de exemplu, în materialele cu o constantă de anizotropie foarte mică),

forța coercitivă este dată de o formulă de tipul (14.54). Prin urmare, variația cu temperatură a forței coercitive trebuie să fie, în acest caz, asemănătoare cu variația cu temperatură a saturației $I_s(T)$.

Weil (355) a studiat pulberi de aliaje din sistemul fier-nichel, în domeniul unor concentrații ale nichelului, cuprinse între 10 și 50% (cînd constantele de anizotropie magnetică și magnetostricțiune sînt mici) și a găsit că H_c variază proporțional cu I_s.

§ 15. MATERIALELE MAGNETICE ȘI UNELE METODE FIZICE DE TRATAMENT AL LOR

Materialele feromagnetice joacă un rol extrem de important în tehnica modernă. Ele constituie un element esențial în construcția majorității mașinilor și aparatelor folosite în industrie, transporturi și pentru uzul casnic. Materialele magnetice au asigurat marea dezvoltare de astăzi a electrotehnicii, radiotehnicii, instrumentelor de măsură etc. Anual, în întreaga lume, se produc cîteva milioane de tone de oțel electrotehnic și de alte materiale magnetice. Producția materialelor magnetice a atins cea mai mare dezvoltare în ultimii 20—30 ani. La problemele producerii unui metal magnetic de calitate superioară, lucrează metalurgiștii, metalografii și fizicienii din întreaga lume. Ca rezultat al muncii intense a savanților și inginerilor, au fost realizate succese mari în crearea unor noi materiale magnetice de calitate superioară. În Uniunea Sovietică, cei mai mari savanți lucrează cu succes la aceste probleme și au înregistrat mari realizări practice în crearea industriei care produce materiale magnetice de calitate superioară.

Starea actuală a tehnologiei materialelor magnetice, proprietățile lor fizice și de exploatare sînt expuse într-o serie de monografii (Meskin [356], Zaimovski [277, 357], B. G. Livșiț [358] și alții [361,178]) și în articole de sinteză speciale [359, 360], la care trimitem pe cititori. Aici, vom da numai o descriere scurtă a proprietăților fizice ale celor mai tipice proprietăți magnetice și ale unor metode fizice noi de tratament.

În funcție de proprietățile și de condițiile de lucru, materialele magnetice pot fi împărțite în două grupe mari: a) *materiale magnetice moi* și b) *materiale magnetice dure*.

a) Materialele magnetice moi. Materialele magnetice moi se folosesc în cazurile cînd este nevoie de o permeabilitate magnetică mare, de o forță coercitivă mică și de pierderi mici la remagne-

tizare (pierderi datorită fenomenului de hysteresis și curenților turbionari). Astăzi, se cunosc foarte multe tipuri diferite de materiale moi. Reprezentanții tipici ai acestei clase sînt fierul pur, aliajele fier-siliciu (tablă de transformator și de dinam), aliajele fier-nichel (de tipul permalloyului) și altele.

Fierul pur se utilizează în toate cazurile cînd este nevoie de o saturație mare ($4\pi I_s \sim 21\,500$ gauss). Printr-un tratament special, chimic și termic complex, se poate realiza și o permeabilitate maximă mare ($\sim 2{,}8 \cdot 10^5$, pentru policristale, și $\sim 1{,}43 \cdot 10^6$, pentru monocristale de fier). Acest material are, însă, o rezistivitate relativ mică ($\rho \sim 1 \cdot 10^{-5}$ ohm · cm) și, de aceea, are mari pierderi datorită curenților turbionari. Afară de aceasta, fierul pur este prea „moale" în sens mecanic și, de aceea, este incomod pentru utilizările tehnice. O importanță practică mult mai mare, ca materiale moi, au aliajele feromagnetice. Proprietățile magnetice ale acestor aliaje depind esențial de compoziția lor chimică, precum și, într-o mare măsură, de structura lor. În particular, materialele moi sînt, de regulă, de tipul aliajelor omogene (monofazice).

Aliajele *fier-siliciu* reprezintă cel mai ieftin și mai răspîndit material magnetic moale pentru mașinile electrice (motoare și generatoare) și transformatoare. Un adaos de siliciu (pînă la 4 — 5%) ridică apreciabil rezistivitatea (în comparație cu a fierului pur, de șase ori: $\rho \sim 6 \cdot 10^{-5}$ ohm · cm) și, în același timp, neutralizează acțiunea dăunătoare a altor adaosuri nedorite (carbon, etc.); saturația acestor aliaje scade în comparație cu cea a fierului, cu cel mult 10% ($4\pi I_s \sim 19\,000$ gauss).

Aliajele *fier-nichel* au proprietăți magnetice excepțional de bune în domeniul cîmpurilor slabe. La aliajele mai bune de acest tip, permeabilitatea inițială atinge zeci de mii de unități (aliajul 1040, mumetal, alsifer) și chiar sute de mii (supermalloy), față de cîteva sute la aliajele fier-siliciu. Permeabilitatea maximă a acestor aliaje este, de asemenea, cea mai mare și atinge sute de mii de unități (aliajul 1040, alsifer, permalloy 78), iar în cazul cel mai bun, aproape un milion (supermalloy: $\mu_{max} \sim \sim 800\,000$). Aceste aliaje au însă o magnetizare de saturație mai mică ($4\pi I_s \sim 10\,000$ gauss) decît, de pildă, fierul pur sau aliajele fier-siliciu. Materialele cu cea mai mare magnetizare de saturație sînt *aliajele fier-cobalt* (permindur). Astfel, la aliajul cu 50% Co, saturația $4\pi I_s$ atinge 24 500 gauss, adică cu 15% mai mult decît la fierul pur. Cauza acestei creșteri a lui I_s rămîne, deocamdată, neclarificată.

În fig. 78, se dă diagrama schematică a permeabilității inițiale pentru diverse materiale magnetice industriale [277].

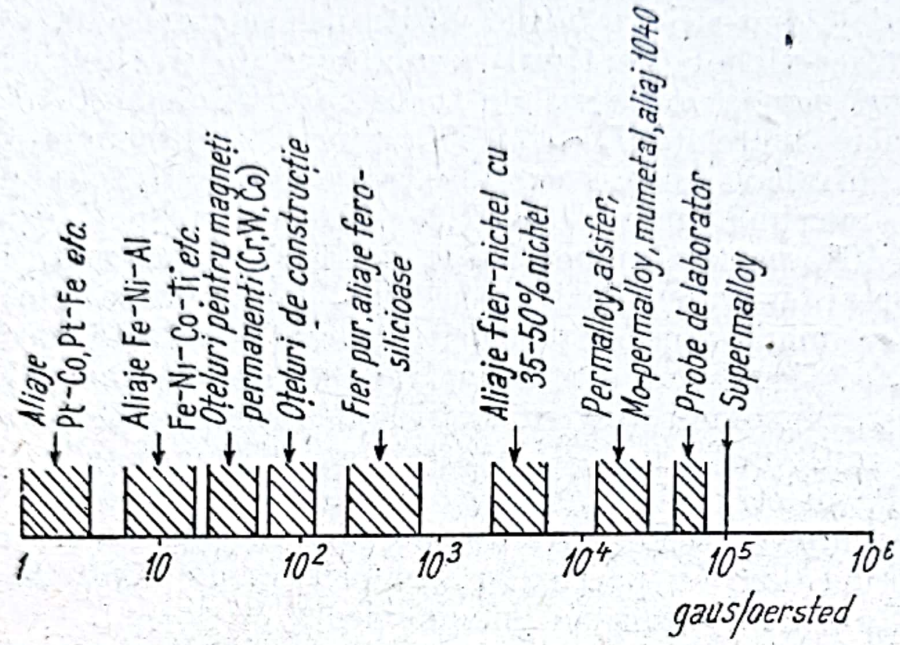


Fig. 78. Permeabilitatea inițială a aliajelor feromagnetice (după Zaimovski):

Tabela XIV cuprinde principalele caracteristici magnetice ale materialelor moi utilizate în practică.

Proprietățile magnetice ale materialelor moi depind de compoziția lor chimică, de structura lor, de tratamentul termic și magnetic. Ca exemplu, în fig. 79, se dau dependența de cantitatea adaosului de carbon a pierderilor de hysteresis, precum și forța coercitivă H_c la fier. În fig. 80, sînt redate curbele de magnetizare ale fierului, după diverse tratamente termice și magnetice.

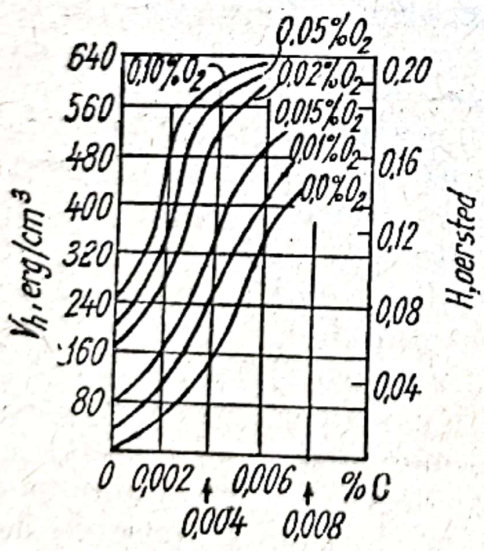


Fig. 79. Variația cu pierderile de hysteresis V_h și a forței coercitive H_c a fierului, în funcție de adausurile de carbon (1% C) și de oxigen (1% O_2).

Fig. 81 ilustrează dependența forței coercitive a aliajului fier-siliciu de mărimea granulației policristalului. Problema influenței mărimii grăuntelui asupra proprie-

tăților magnetice a constituit mult timp un obiect de discuție în cercetările asupra materialelor magnetice. Lămurirea definitivă a acestei probleme a fost dată în lucrarea lui Meskin și Pelț [362], care au arătat că îmbunătățirea proprietăților materialelor moi o dată cu creșterea grăuntelui este o consecință a micșorării volumului ocupat de interstraturile de frontieră dintre grăunțe, unde sînt concentrate tot felul de impurități și deformațiile rețelei cristaline a aliajului, care înrăutățesc proprietățile lui magnetice. O influență esențială asupra proprietăților magnetice revine repausului și recristalizării materialului. Studiul acestei probleme și aplicarea reușită a rezultatelor ei în tehnologie au fost efectuate de Meskin [356], Zaimovski [277, 357], Șur [363] și alții.

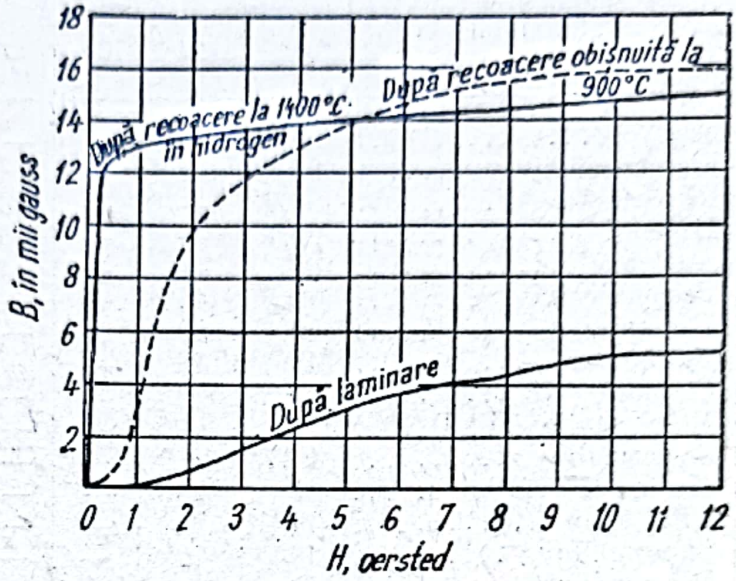


Fig. 80. Compararea curbelor de magnetizare a fierului după diverse tratamente.

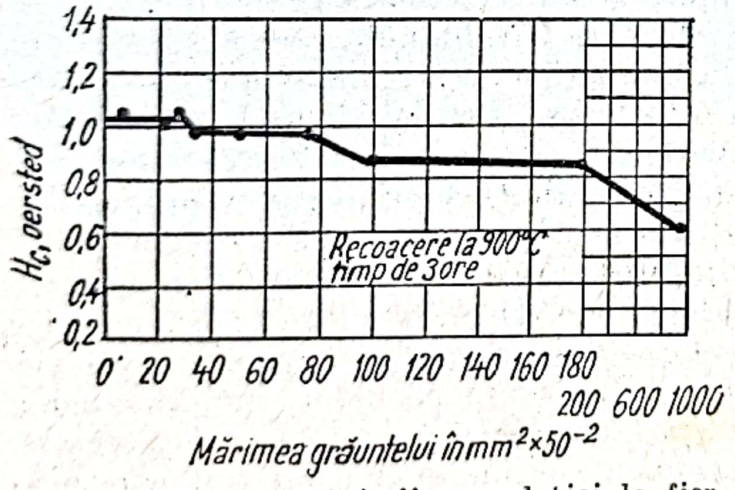


Fig. 81. Influența mărimii granulației la fier-siliciu asupra forței coercitive.

Experiența arată că proprietățile materialelor moi depind într-o mare măsură de textura lor cristalografică și magnetică. Studiul minuțios (Williams [272], Kondorski [271], Șur și alții [347]) al proprietăților magnetice ale monocristalelor de materiale moi a arătat că această influență este determinată de anizotropia magnetică cristalografică corespunzătoare porțiunii inițiale a curbelor de magnetizare și a forței coercitive, precum și de neomogenitatea în distribuția fazelor magnetice, produsă de

Unele proprietăți ale materialelor magnetice moi

Denumirea materialului	Compoziția chimică în procente de greutate								
	Fe	Ni	Co	Si	Cu	Cr	Mo	Al	V
Fier	99,9	—	—	—	—	—	—	—	—
Fier cu siliciu	96	—	—	4	—	—	—	—	—
Fier cu siliciu	96,7	—	—	3,3	—	—	—	—	—
Hipersil	96,7	—	—	3,3	—	—	—	—	—
Alsifer	85	—	—	9	—	—	—	5	—
Permalloy 45	45	45	—	—	—	—	—	—	—
Hipernic	50	50	—	—	—	—	—	—	—
Radiometal	49	47	—	—	3	—	—	—	—
Permalloy 78	21	78	—	—	—	—	—	—	—
Mo-permalloy (VEI)	16	78,5	—	—	—	—	3,8		
Cr-permalloy	17,7	78,5	—	—	—	3,8	—	—	—
Mu-metal (VEI)	17	76	—	—	5	—	3	—	—
Aliaj 1040	11	72	—	—	14	—	3	—	—
Supermalloy	15	79	—	—	—	—	5	—	—
Permendur	50	—	50	—	—	—	—	—	—
V-permendur	49	—	49	—	—	—	—	—	2
Permalloy pulbere	17	81	—	—	—	—	2	—	—
Ferite	—	—	—	—	—	—	—	—	—

tensiunile exterioare sau de forma probei (textura magnetică a tensiunilor și forma). Aceste principii teoretice stau la baza tehnologiei moderne de fabricare a tablei de oțel electrotehnic [364]. Tehnologia științific fundată a acestei metode a fost creată de savanții sovietici (Goldman și Drujinin [365], Rîbalko și Iakutovici [366, 367] și alții), ceea ce a permis industriei sovietice să fabrice tablă din material de calitate superioară, cu proprietăți mai bune [365] decît cel din străinătate.

Astăzi, capătă o răspîndire largă două metode fizice practice pentru crearea în materialele magnetice a unei texturi magnetice stabile: 1) răcirea probelor într-un cîmp magnetic exterior, *tratamentul termomagnetic*, și 2) răcirea probelor prin supunerea lor la tensiuni elastice unilaterale, *tratamentul termomecanic*.

Prima cercetare experimentală amănunțită și interpretarea teoretică a tratamentului termomagnetic au fost efectuate de Bozorth și Dillinger [368]. În fig. 82, se arată deformația curbei de hysteresis a aliajului fier-nichel (65% Ni), după tratamentul termomagnetic, iar în fig. 83, curbele de variație a permeabilității maxime în funcție de compoziția aliajelor din sistemul fier-nichel, pentru diverse tratamente termice.

tipice (după datele din literatura universală) *Tabela XIV*

μ_α gauss/oersted	μ_{max} gauss/oersted	H_c, oersted	$4\pi I_s$ gauss	$\rho 10^6$ ohm.cm	Θ, °C	Tratamentul termic
200	5 000	1,0	21 500	10	770	900°C
450	8 000	0,6	19 700	60	690	800°C
600	10 000	0,2	20 000	50	700	Laminare la rece
1 500	40 000	0,1	20 000	50	700	Idem 1200°C în H_2
30 000	120 000	0,05	10 000	80	500	Piesă turnată
2 500	25 000	0,3	16 000	50	440	1050°C
4 000	80 000	0,05	16 000	35	500	1200°C în H_2
2 500	25 000	0,3	15 600	55	—	1050°C
8 000	100 000	0,05	10 000	16	580	1050°C; 600°C
12 000	120 000	0,04	8 700	60	420	1000°C în H_2
12 000	60 000	—	8 000	—	—	—
15 000	120 000	0,04	7 200	60	430	1110°C în H_2
40 000	100 000	0,02	6 000	56	290	1100°C în H_2
100 000	900 000	0,004	8 000	60	400	1300°C în H_2
800	5 000	2,0	24 500	7	980	800°C
800	4 500	2,0	24 500	26	980	800°C
125	130	—	—	10^6	480	Presare la 650°C
$\sim 10^3$	—	$\sim$0,1	—	10^4		
		0,01	—	-10^{13}	—	—

Conform interpretării teoretice a lui Bozorth [368], răcirea magnetică produce în material o textură magnetică pronunțată (pe calea deformării plastice a materialului, datorită tensiunilor de mag-

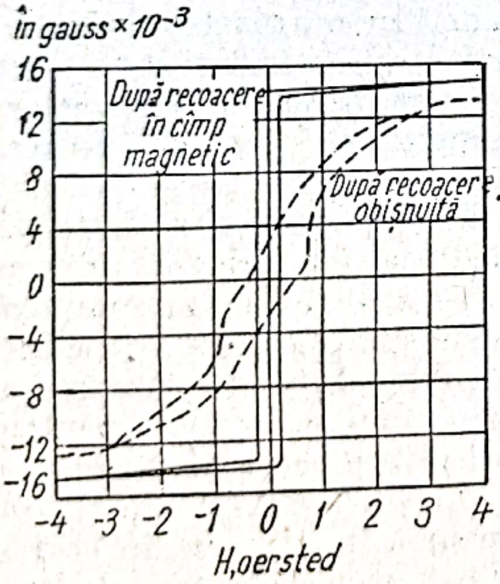


Fig. 82. Influența răcirii în cîmp magnetic asupra curbei de hysteresis a permalloyului 65.

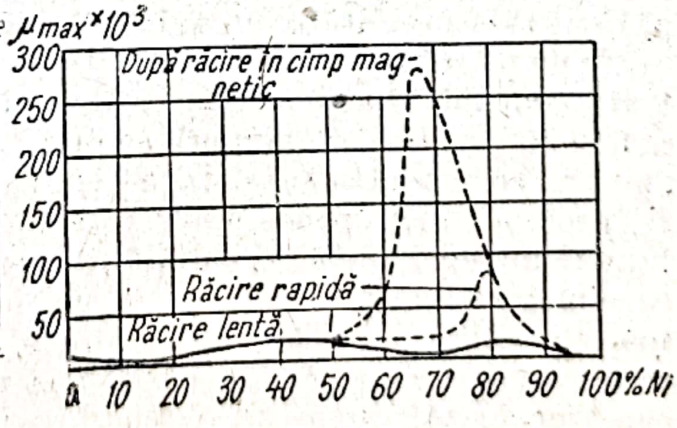


Fig. 83. Permeabilitatea maximă a aliajelor fier-nichel la diverse tratamente termice.

netostricțiune în direcțiile date de cîmp), care determină creșterea

bruscă a proprietăților magnetice în direcția în care s-a aplicat cîmpul în procesul de răcire.

Lucrările cu privire la studiul fizic aprofundat al mecanismului tratamentului termomagnetic al materialelor moi aparțin savanților sovietici (Șur, Zaimovski, Ianus, Șubina, Vonsovski; mai amănunțit, v. § 85 al cărții [132]); trebuie observat că, sub aspect cantitativ, teoria tratamentului termomagnetic nu poate fi considerată încă încheiată (v. [132]). Textura „indusă" după răcire în cîmp magnetic este cu atît mai mare cu cît anizotropia magnetică naturală a materialului este mai mică (de aceea, în fier, de exemplu, acest efect este neglijabil de mic) și cu cît punctul Curie este mai ridicat, deoarece, pentru eliminarea deformațiilor plastice și, posibil, a restructurării rețelelor cristaline din cauza magnetostricțiunii, la stabilirea cîmpului magnetic, sînt necesare temperaturi înalte.

Avem toate motivele să credem că, într-o serie de cazuri, tratamentul termomagnetic produce, în rețeaua cristalină a unei substanțe feromagnetice, modificări mult mai importante decît cele pe care le-ar determina deformațiile mici de magnetostricțiune (Bozorth [368]). Aceasta ne-o dovedește în mod convingător lucrarea lui Șur și Starțeva [369], în care se arată că, în aliajul fier-nichel (66% Ni), după tratamentul termomagnetic, apare o anizotropie pe deplin observabilă a rezistenței electrice a materialului, care nu poate fi explicată numai prin anizotropia magnetică, ci trebuie atribuită apariției anizotropiei în însăși rețeaua cristalină a substanței feromagnetice. Un fenomen analog se observă și în cazul magnetitei, la temperaturi joase ($\sim$ 113°K), așa cum s-a mai arătat în § 13, **d**).

Șur [370] a stabilit, pentru fier-siliciu, dependența efectului tratamentului termomagnetic de mărimea cîmpului magnetic exterior, aplicat în timpul răcirii: a) după răcire în cîmpuri „puternice", pentru care magnetizarea substanțelor feromagnetice se produce prin procese de rotație, permeabilitatea crește în lungul întregei curbe; b) după răcire în cîmpuri „slabe", pentru care magnetizarea se produce în special prin procese de deplasare (permeabilitatea în porțiunea inițială a curbei de magnetizare crește mai mult decît în cazul a); pentru porțiunea de curbă care urmează după creșterea bruscă, permeabilitatea devine mult mai mică decît înainte de răcire în cîmpul magnetic. Teoria cantitativă a acestui fenomen a fost dată de Vonsovski [371]. Recent, Șur și Lukșin [372] au arătat că un efect analog apare și la materialul magnetic moale alsifer.

Scanned with OKEN Scanner

Șur și Hohlov [373, 374] au propus un *tratament termomecanic*, care constă într-o răcire lentă a substanței feromagnetice de la temperaturi mai mari decît punctul Curie, sub tensiune unilaterală. Analiza curbelor de magnetizare și a curbelor de magnetostricțiune ale substanțelor feromagnetice policristaline supuse unui asemenea tratament ne arată apariția unei anizotropii magnetice (texturi). Mecanismul acestui tratament este, probabil, de aceeași natură ca și în cazul tratamentului termomagnetic (v. [132]). Trebuie să ne așteptăm ca această nouă metodă să aibă perspective suficient de largi pentru aplicațiile tehnice, ca metodă de îmbunătățire a calității materialelor magnetice.

Cea mai amănunțită cercetare a texturii magnetice care apare în materialele magnetice moi, după tratamentul termomecanic, a fost efectuată de Șur și Dunaev [375] pe probe de materiale moi cu magnetostricțiune pozitivă și puncte Curie diferite: fier-siliciu (3,5% Si), permalloy 56 (56% Ni, 1% Mo), permalloy Cu (72% Ni, 9% Cu, 3,8% Mo) și permindur (49% Fe, 49% Co, 2% V). Autorii au trasat curbele Stoletov și curbele de magnetostricțiune, după tratamente efectuate la diferite sarcini de întindere σ_A. Micșorarea lungirii de magnetostricțiune după tratamentul termomecanic, micșorare care crește odată cu mărirea sarcinii σ_A, ne arată că acest tratament duce întotdeauna la apariția unei texturi magnetice cu axa de magnetizare ușoară îndreptată în lungul liniei de întindere. În fig. 84, se dau ca exemple curbele de magnetostricțiune $\lambda(H)$ pentru permalloy-Cu, trasate după supunerea materialului la diverse tratamente (σ_A) și la diferite sarcini exterioare (σ). Pentru o sarcină $\sigma_A = 1{,}8$ kg/mm², magnetostricțiunea își schimbă semnul. Apariția texturii magnetice este indicată, de asemenea, de micșorarea relativă a influenței întinderii elastice asupra mersului curbei $\lambda(H)$ o dată cu creșterea lui σ_A. În fig. 85, se dau curbele de permeabilitate maximă μ_{max}, în funcție de sarcina exterioară σ, după diferite tratamente. Din caracterul acestor curbe se vede că, dacă tratamentul termomecanic nu duce la o schimbare a semnului magnetostricțiunii și nu produce deformații serioase ale rețelei cristaline, μ_{max} crește după tratament, și anume, cu atît mai mult cu cît textura magnetică este mai pronunțată (adică cu cît mărimea λ este mai mică). Autorii consideră că principala cauză a apariției texturii magnetice în urma tratamentului termomecanic sînt, probabil, tensiunile remanente orientate.

Dehtiar [376] a cercetat în mod special apariția texturii magnetice după tratamentul termic, cînd sarcina acționează în inter-

Scanned with OKEN Scanner

valul de temperaturi de recristalizare pe probe de sîrmă de oțel carbon, policristalină. O indicație a existenței texturii mag-

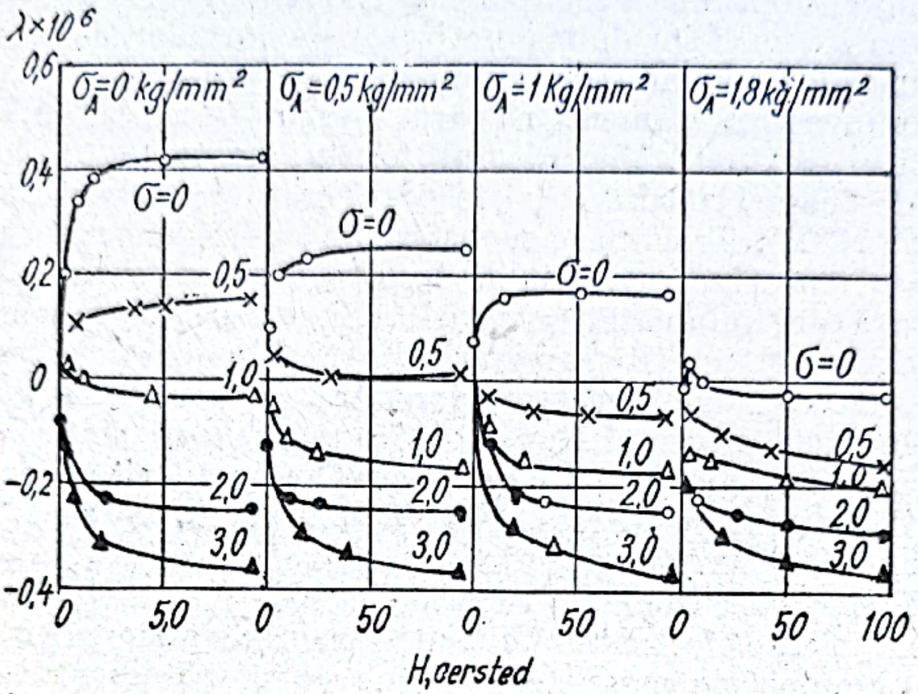


Fig. 84. Curbele de magnetostricțiune $\lambda(H)$ pentru permalloy cu cupru, determinate după diferite tratamente termomecanice σ_A și la diferite sarcini exterioare σ (Șur și Dunaev [375]).

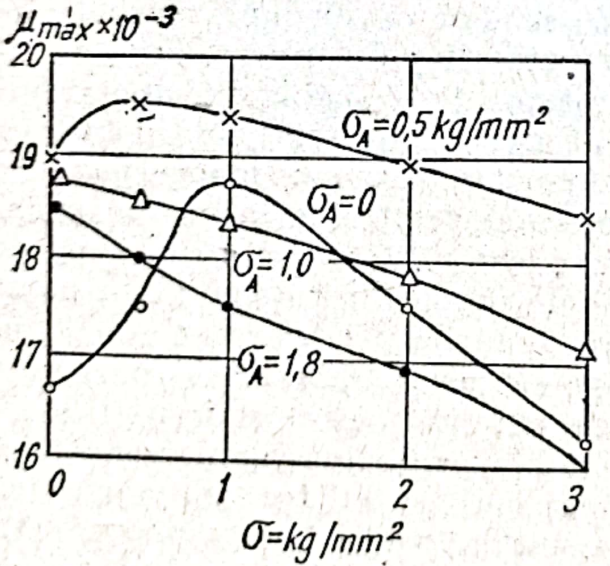


Fig. 85. Variația permeabilității maxime μ_{max} în funcție de tensiunile exterioare σ, după diferite tratamente termomecanice σ_A (Șur și Dunaev [375].)

netice este, după părerea autorului, apariția unor curbe de hysteresis apropiate ca formă de un dreptunghiu.

Cauza proprietăților magnetice superioare ale aliajelor fier-nichel (la un conținut de nichel de ~60—80 at.%), precum și ale aliajului fier-nichel-aluminiu constă, după cum a arătat pentru prima dată Akulov [377] și a explicat apoi Kondorski [336], în faptul că, la aceste materiale, atît constantele de anizotropie magnetică k, cît și constantele de magnetostricțiune λ_s sînt foarte mici. Din teorie se știe că,

cu cît k și λ_s sînt mai mici, cu atît permeabilitatea este mai mare și forța coercitivă este mai mică (v. § 14). De aceea, la puritate egală a materialului, la un grad egal de perfecțiune a rețelei cristaline, a texturii cristaline și magnetice, materialul cu k și λ_s mai mici va avea valori H_c mai mici și valori μ_a și μ_{max} mai mari.

În fig. 86, se arată relația dintre mărimile λ_s și μ_a și compoziția aliajelor din sistemul fier-nichel, din care se vede că $(\mu_a)_{max}$ corespunde aliajului cu $\lambda_s \sim 0$.

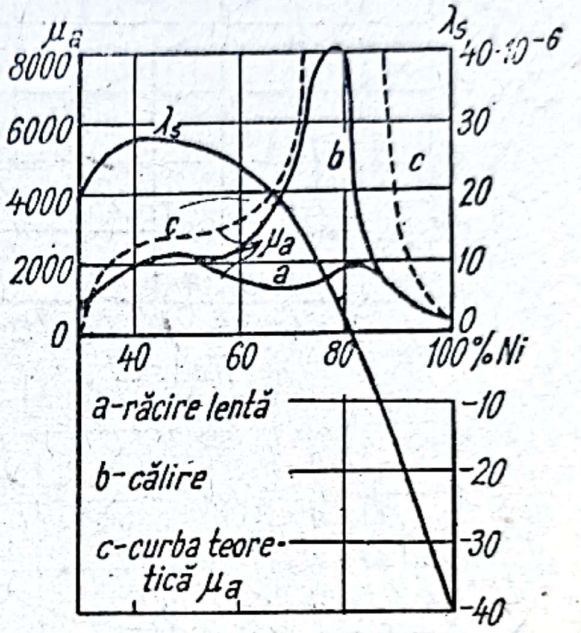


Fig. 86. Relația dintre magnetostricțiunea λ_s și permeabilitatea inițială μ_a pentru aliaje din sistemul fier-nichel de diferite compoziții.

Zaimovski și Selisski [277, 378] au efectuat un studiu amănunțit al aliajului ternar fier-siliciu-aluminiu și au arătat că compoziția cu proprietăți magnetice optime (aliajul alsifer) are valori minime atît pentru constantele de anizotropie magnetică, cît și pentru constantele de magnetostricțiune.

Aceste cercetări ne indică clar căile de cercetare experimentală a noilor materiale magnetice moi, cu ajutorul unui studiu sistematic a variației magnetostricțiunii și anizotropiei magnetice în aliaje feromagnetice cu mai mulți componenți. Totodată, aceasta ne arată importanța excepțională a cercetărilor teoretice cu privire la calculul anizotropiei magnetice și a magnetostricțiunii în materialele magnetice moi.

Trebuie amintite, de asemenea, materialele magnetice cu permeabilitate constantă în intervalul inițial de cîmpuri (pînă la 2—3 oersted) fără hysteresis cînd cîmpul magnetizant este slab. Un material de acest tip a fost descoperit de Elmen [379] în sistemul aliajelor fier-nichel-cobalt (30% Fe, 25% Co și 45% Ni) și denumit perminvar. În fig. 87 a, se arată curba Stoletov $\mu\ (H)$, iar în fig. 87 b,c,d,e, curbele de hysteresis pentru perminvar. Din fig. 87 b,c,d, se vede că, chiar la $B_{max} \sim 5000$ gauss, curba are o inducție remanentă nulă ($B_r = 0$) și o forță coercitivă nulă ($H_c = 0$.) La inducții mari (fig. 87 e), avem $B_r \neq 0$ și $H_c \neq 0$. Absența fenomenului de hysteresis într-un interval mare de

inducții ne arată că, în magnetizarea perminvarului în cîmpuri slabe, joacă un rol dominant procesele reversibile de rotație, care se desfășoară intens, chiar în cîmpuri slabe. Ne-am putea aștepta la această situație cînd anizotropia magnetică este slabă, ceeace, probabil, este în adevăr cazul la acest aliaj, fapt indicat de efectul mare al tratamentului termomecanic aplicat acestui material [368].

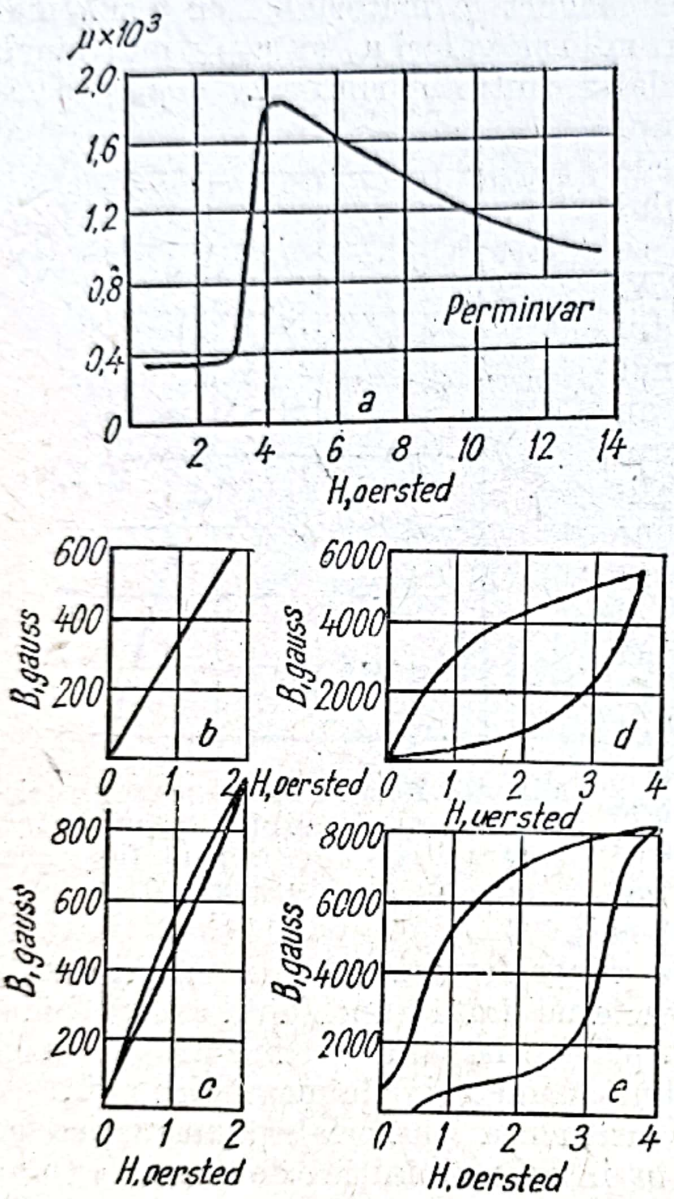


Fig. 87. Curba lui Stoletov (*a*) și curbele de hysteresis (*b*—*e*) ale perminvarului.

Proprietăți analoge are și un alt material, *izopermul* (v. [361]) (40—45% Ni, 45—50% Fe și 5—15% Cu). El are o permeabilitate constantă de 50 gauss × × oersted^{-1} în intervalul de cîmpuri pînă la 100 oersted. Aceste proprietăți se obțin printr-o combinație completă a tratamentelor termice și mecanice (laminare la rece, călire, revenire etc.), în urma cărora se produce o depunere a cuprului din soluția solidă în lungul unora dintre planele cristalografice. Aceasta produce tensiuni interne puternice și creează volume de fază feromagnetică cu dispersie fină și cu o singură axă magnetică, în care sînt posibile numai procesele reversibile de rotație.

Materialele cu permeabilitate constantă pot fi obținute, de asemenea, prin fărămițarea lor în particule mici, izolate între ele, presate într-un mediu nemagnetic izolant. În acest caz, constanța

permeabilității este o consecință a factorului intern de demagnetizare, care este mare. O evaluare aproximativă [380] ne arată că permeabilitatea într-un asemenea material (dacă substanța feromagnetică presată are o permeabilitate mare) este, ca ordin de mărime, $\sim 3/a$, unde a este fracțiunea de volum care revine materialului izolant (de exemplu, dacă $a \sim 2\%$, avem $\mu \sim 150$) [1]. Ca substanțe feromagnetice pentru asemenea materiale se utilizează fier-carbonil, permalloy fărîmițat mecanic, magnetită (Zaimovski, B. G. Livșiț, Altgauzen, Sadikov, Rabkin și Șolț [381] și alții). Acest material sub formă de pulbere, cu pierderi extrem de mici datorită curenților turbionari, se utilizează cu mare succes în electrotehnica curenților de înaltă frecvență (radiotelefonie etc.).

În afară de materialele sub formă de pulbere, în ultimul timp, au căpătat o largă răspîndire materialele magnetice din clasa semiconductorilor feromagnetici. Reprezentanții tipici ai acestor materiale sînt feritele, atît de des amintite mai sus. Cea mai amănunțită cercetare a acestor materiale a fost efectuată de Snoek [178], precum și de Toropov și Borisenko [382]. Aceste materiale au o conductibilitate electrică foarte mică (rezistența lor electrică specifică variază în intervalul 10^{-2}— 10^{+7} ohm × × cm, față de 10^{-5} ohm · cm la fier, de exemplu). De aceea, ele nu au, practic, pierderi datorite curenților turbionari, pînă la frecvența ~ 1000 kHz. O ferită tipică este, de pildă, $CuO \cdot Fe_2O_3$. Acest material are o conductibilitate electrică mică, dar, în același timp, și o permeabilitate inițială mică, cum a stabilit, pentru prima dată, Smolenski [383] și apoi Snoek (v. [178]); pentru mărirea acesteia din urmă, ferita feromagnetică „se diluează" cu o ferită nemagnetică, de pildă $ZnO \cdot Fe_2O_3$, $CdO \cdot Fe_2O_3$. Datorită acestui fapt, punctul Curie scade foarte mult și, prin aceasta, maximele de pe curba $\mu_a(T)$ se deplasează în domeniul temperaturii camerei. Totodată, scad și magnetostricțiunea de saturație λ_s și constanta de anizotropie magnetică k. În modul acesta, se realizează exact condițiile pentru care, după Akulov și Kondorski ($\lambda, k \sim 0$), permeabilitatea inițială trebuie să fie mare. În adevăr, în asemenea ferite complexe, μ_a atinge valori de ~ 2000 gauss/oersted. În fig. 88 a și 88b, se arată variația punctului Curie și a magnetostricțiunii de saturație (fig. 88 *a*), a permeabilității inițiale și maxime, precum și a forței coercitive, a pierderilor datorită fe-

[1]) În legătură cu această problemă, atragem atenția cititorilor asupra lucrării lui Kondorski și Petrova [346].

Scanned with OKEN Scanner

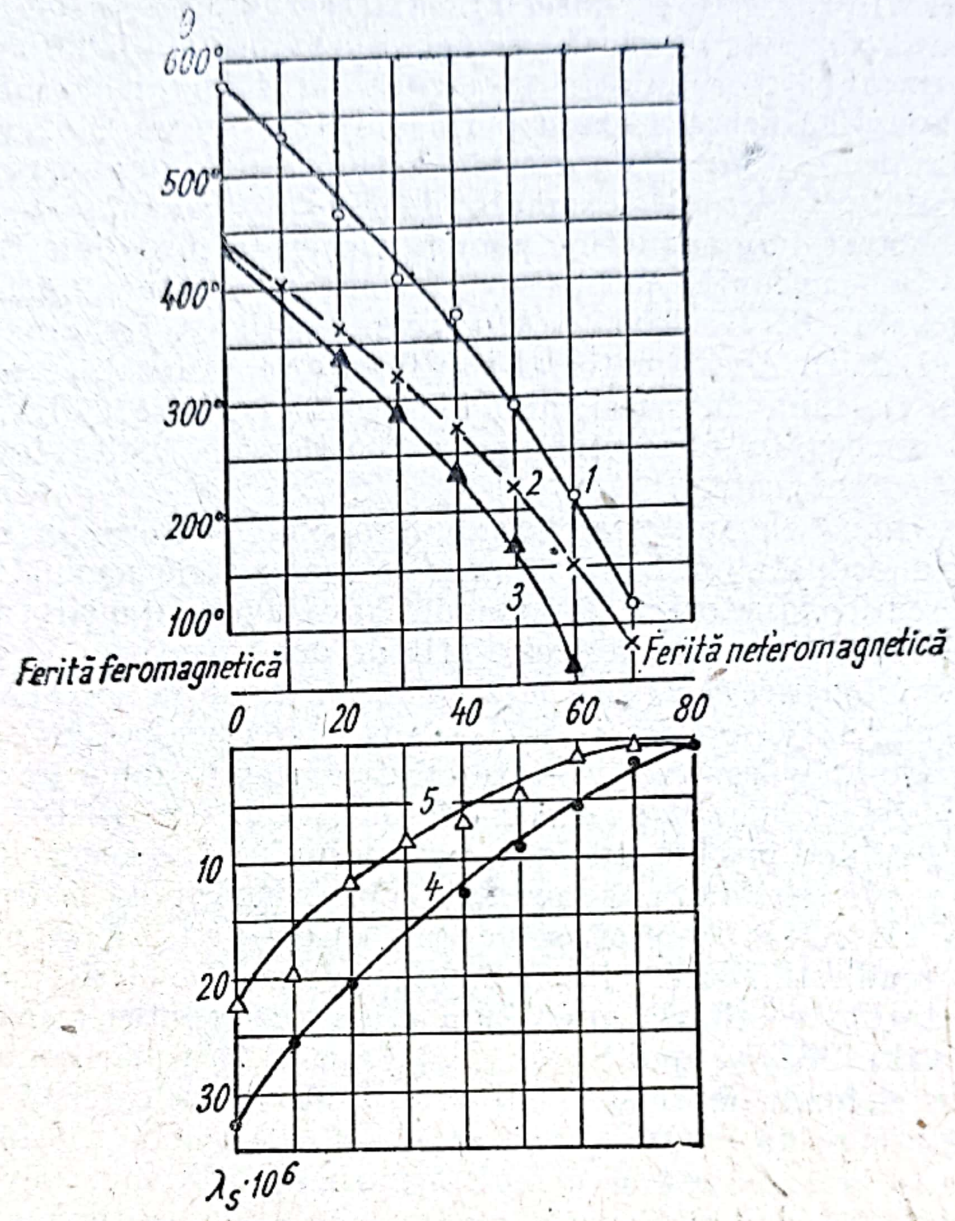


Fig. 88, a. Variația temperaturii Curie Θ (curbele *1*, *2* și *3*) și a magnetostricțiunii de saturație λ_s (curbele *4* și *5*) ale unor soluții solide de ferite, în funcție de concentrația feritei neferomagnetice: *1*—(Ni, Zn) Fe_2O_4, t_c=1 250° (4 ore); *2* — (Cu, Zn) Fe_2O_4, t_c=1000° (4 ore); *3*—(Cu, Cd) Fe_2O_4, t_c = 1 060° (4 ore); *4* — (Ni, Zn) Fe_2O_4, t_c =1 300° (4 ore); *5* — (Cu, Zn) Fe_2O_4, t_c = 1 000° (4 ore) t_c — temperatura de recoacere; în paranteze se indică durata menținerii la temperatură maximă (Smolenski [383].

Scanned with OKEN Scanner

nomenului de hysteresis și magnetizării de saturație (fig. 88 *b*) la unele ferite mixte, după datele lui Smolenski [383].

Feritele mixte pot fi privite ca soluții solide de substanță feromagnetică și antiferomagnetică. Mărirea concentrației substanței antiferomagnetice duce la o micșorare a integralei pozitive efective de schimb și, prin aceasta, coboară punctul Curie. Experiența arată că aceste soluții solide se realizează, dacă

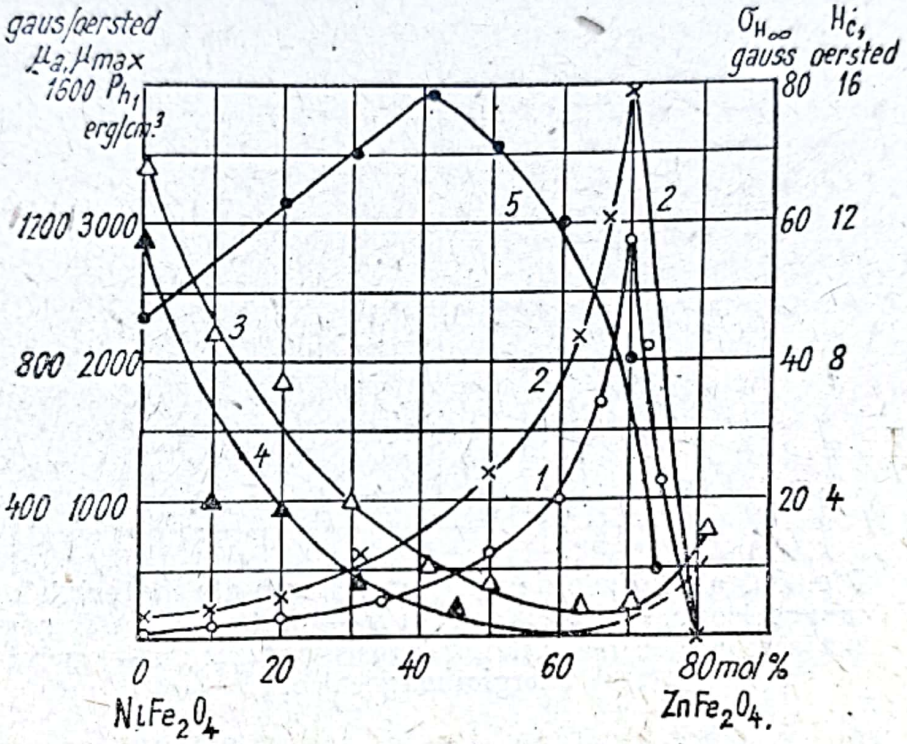


Fig. 88 b. Variația cu concentrația feritei neferomagnetice (t_c = 1 300°, 4 ore) a permeabilității magnetice μ_a (curba *1*) și μ_{max} (curba *2*), a forței coercitive H_c (curba *3*), a pierderilor prin hysteresis pe un ciclu, la o inducție de 1 000 gauss Ph_1 (curba *4*) și a magnetizării specifice de saturație $\sigma_{n\infty}$ gauss/g, la $t = 20 - 25°$ (curba *5*), la soluțiile solide (Ni, Zn) Fe_2O_4.

rețelele lor cristaline admit două sau mai multe poziții pentru cationii purtători de moment magnetic. Pentru construirea teoriei microscopice cantitative a feritelor mixte, trebuie să obținem înainte de toate, o schemă fizică exactă a stării antiferomagnetice, precum și a transformării de fază din starea feromagnetică în starea antiferomagnetică.

b) **Materialele magnetice dure.** Din acest grup de materiale, fac parte aliajele feromagnetice care au o forță coercitivă mare și o inducție remanentă mare. În tehnică, aceste materiale se

Scanned with OKEN Scanner

utilizează ca magneți pemanenți, deci ca surse de cîmp magnetic constant. Orice aparat în care se folosesc magneții permanenți conține un întrefier de aer, în care se produce cîmpul constant. Deaceea, caracteristicile magnetice „de funcționare" ale magneților permanenți sînt determinate nu numai de proprietățile magnetice ale substanței magnetului, ci și de forma lor (factorul de demagnetizare). Porțiunea de lucru a curbei de magneti-

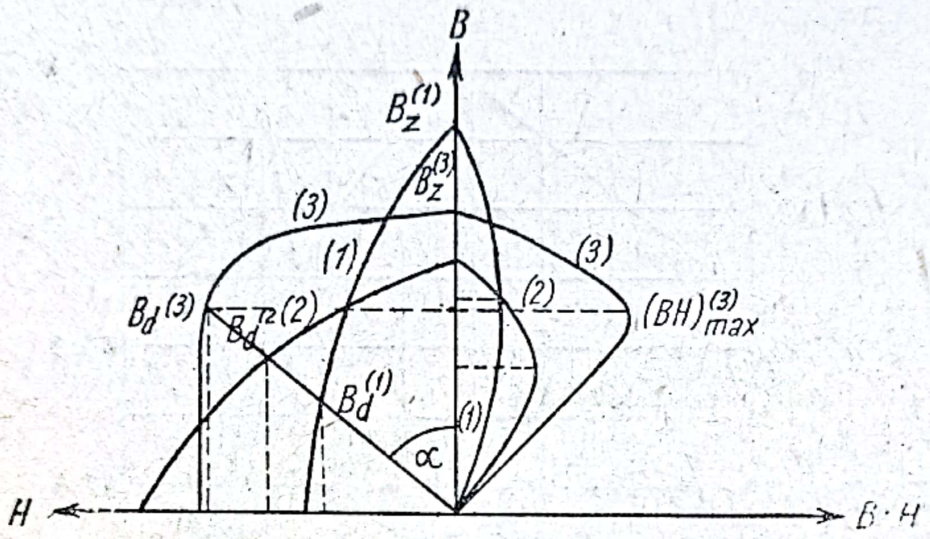


Fig. 89. a. Curbele de „demagnetizare" ale materialelor magnetice dure. *În stînga* axei B — porțiunile de demagnetizare ale curbelor de hysteresis, *în dreapta* — curbele energiei magnetice.

zare a unui magnet permanent este acea porțiune a ramurei descrescătoare a curbei de hysteresis, care se numește curbă de demagnetizare și este situată (fig. 89 a) în cadranul superior stîng al planului (B — H), între inducția remanentă B_r și forța coercitivă H_c. Inducția remanentă reală de forma B_d este mai mică decît B_r, mărimea ei este determinată de punctul de intersecție dintre curba de demagnetizare și dreapta de deplasare (panta acesteia față de axa B (tgα, în fig. 89 a) este egală cu factorul de demagnetizare N al magnetului). La un N dat, materialul optim va fi, evident, cel care va avea nu numai valori B_r și H_c maxime, ci și o formă a curbei de demagnetizare mai apropiată de cea dreptunghiulară (curba 3 în fig. 89 a).

Calitatea materialului pentru un magnet permanent este caracterizată cel mai bine de curba energiei magnetice $(\vec{B} \cdot \vec{H}) = f(B)$, calculată pentru diferite puncte ale curbei de demagnetizare (v. fig. 89 a). Din aceste curbe ale energiei magnetice,

Scanned with OKEN Scanner

se vede că condițiile optime de lucru vor fi obținute în cazul cînd dreapta „de deplasare" va intersecta curba $B(H)$ într-un punct care să corespundă, în același timp, la $(\vec{B} \cdot \vec{H})_{max}$.

Materialele magnetice dure pot fi împărțite convențional în cinci grupe[1]): a) *oțeluri care prin călire capătă o structură martensitică* (oțeluri aliate cu carbon), b) *aliaje magnetice dure care, la solidificare, prezintă fenomenul de difuzie* (aliaje care se ordonează, cu structură mixtă) pe baza sistemului ternar fier-nichel-aluminiu, cu adaosuri de cobalt, cupru, titan și altele. Din această grupă, se separă, în special, subgrupa aliajelor anizotrope, care se supun unui tratament termomagnetic, c) *aliaje magnetice dure care, la solidificare, prezintă fenomenul de dispersie* și care se supun unui tratament termic la rece sau la cald prin presiune (sistemul fier-cobalt-molibden, fier-nichel-cupru, fier-cobalt-vanadiu), d) *magneți presați din pulberi, aliaje metaloceramice și sinterizate* și e) *aliaje magnetice dure cu adaos de metale nobile* de tipul cobalt-platină, fier-platină, argint-mangan-aluminiu.

Pînă în anul 1932, oțelurile care, după călire, au structură martensitică constituiau materialele principale pentru magneții permanenți (v. tabela XV). Afară de oțelul carbon simplu ($H_c \sim$ $\sim$ 60 oersted și $B_r \sim$ 9 000 gauss), care are un neajuns esențial, o îmbătrînire magnetică apreciabilă, — se fabrica un număr mare de oțeluri aliate. Drept adaosuri la aliaje, se utiliza wolframul și molibdenul. Cel mai bun oțel aliat, din punctul de vedere al proprietăților magnetice, era oțelul cu cobalt ($H_c = 250$ oe sted, $B_r \sim 11500$ gauss). Un studiu amănunțit al acestor oțeluri a fost efectuat de Minkievici, Stark și Zaimovski [384] și de Erahtin [385]. Neajunsul oțelurilor cu cobalt este costul lor mare (din cauza cobaltului).

Un mare progres în fabricarea materialelor magnetice dure este legat de descoperirea aliajului ternar alni din sistemul fier-nichel-aluminiu [386]. Aceste aliaje sînt mai ieftine decît oțelurile cu cobalt și, în același timp, au o energie magnetică de două-trei ori mai mare decît acesta din urmă. La o compoziție a acestor aliaje cuprinsă între: 11 — 14% Al, 23—28% Ni, restul fier, forța coercitivă atinge 400—600 oersted, iar inducția remanentă $\sim$6000—7 000 gauss.

Neajunsul tehnologic al aliajelor alni este duritatea și fragilitatea lor mecanică extreme. Aceste aliaje nu pot fi forjate

[1]) O clasificare mai detaliată se poate găsi în cartea lui A. S. Zaimovski și V. V. Usov [357].

Scanned with OKEN Scanner

Unele proprietăți ale materialelor magnetice dure din grupul

Denumirea materialului	Compoziția chimică, procente de greutate (restul fier)				
	C	W	Cr	Co	Mn și altele
Oțel carbon	0,65	—	—	—	0,85
Oțel carbon	1,0	—	—	—	0,50
Oțel cu wolfram	0,7	6,0	0,3	—	0,3
Oțel cu crom	0,9	—	3,5	—	—
Oțel cu crom	1,1	—	6,0	—	0,40 Mo
Oțel cu cobalt	1,0	0—1,0	5—9	3	0—1,5
Oțel cu cobalt	1,0	0—1,0	5—9	15	0—1,5
Oțel cu cobalt	1,0	0—1,0	5—9	20	0—1,5
Oțel cu cobalt	0,9	5—6	3—6	35	—
Oțel cu cobalt	0,7	5	4,25	40	—

și prelucrate prin așchiere mecanică. Singura metodă de a obține piese din oțelul fier-nichel-aluminiu este turnarea.

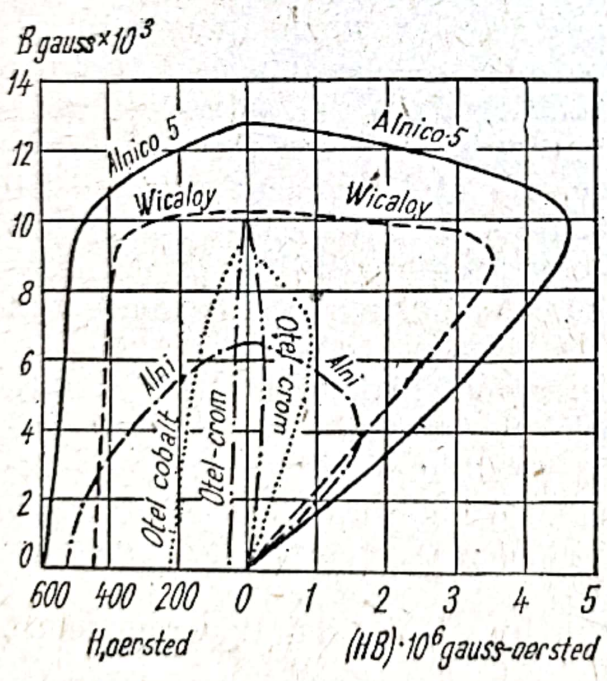


Fig. 89 b. Curbele tipice ale demagnetizării și energiei magnetice la materiale magnetice dure.

Din anul 1931, au început cercetări intense în legătură cu proprietățile aliajelor din sistemul fier-nichel-aluminiu, precum și cu proprietățile unor aliaje mai complexe, cu mai mulți componenți din acest sistem, cu diverse adaosuri (cobalt, cupru și altele). În fig. 89 b sînt date curbele tipice ale demagnetizării și energiei magnetice ale aliajelor cu forță coercitivă mare, de acest tip. În tabela XVI, sînt sintetizate datele magnetice pentru o serie de materiale magnetice dure, tipice din acest grup. Aspectul definitiv al diagramei de stare a acestor aliaje, schițată în

oțelurilor, care prin călire capătă o structură martensitică *Tabela XV*

H_c oersted	B_r, gauss	$(B \cdot H)_{max} \times 10^{-6}$ gauss·oersted	$4\pi I_s$, gauss
42	10 000	0,18	20 000
51	9 500	0,20	19 800
65	10 500	0,30	16 500
70	9 800	0,285	17 000
74	9 500	0,30	16 500
130	7 200	0,35	15 800
180	8 200	0,62	17 200
210	9 000	0,75	—
250	9 000	0,95	16 300
242	10 000	1,03	—

lucrarea lui Bradley și Taylor [387], a fost obținut într-o serie de lucrări fundamentale ale lui B. G. Livșiț [358]. Meskin [356], Zaimovski [357], Livșiț [358] și colaboratorii lor au efectuat cercetări ample cu privire la influența adaosurilor asupra aliajelor fier-nichel-aluminiu și au elaborat o tehnologie științific fundată a fabricării lor.

Komar și Tarasov [343] au studiat roentgenografic în mod amănunțit aceste aliaje și au dat o demonstrație convingătoare a faptului că proprietățile magnetice optime sînt o consecință a așa numitei structuri variabile, care apare în aceste aliaje în stadiile inițiale ale proceselor de ordonare.

Șur și Șubina [388] și Șur și Șturkin [389-390] au studiat prima dată în modul cel mai complet curbele demagnetizare, de magnetostricțiune și de hysteresis al magnetostricțiunii la o serie de aliaje cu forță coercitivă mare (fig. 90-93). Drojjina, Lujinskaia și Șur [391] au cercetat rezistența electrică și variația rezistenței electrice în cîmp magnetic la aceste aliaje. Compararea tuturor acestor date magnetice cu diagrama de stare (Livșiț) și cu datele roentgenografice (Komar) ne permite să facem o serie de afirmații destul de convingătoare asupra structurii magnetice a aliajelor cu forță coercitivă mare. Pentru completarea acestei priviri de ansamblu, trebuie să mai adăugăm rezultatele tratamentului termomagnetic al acestor aliaje. După cum au

Scanned with OKEN Scanner

Scanned with OKEN Scanner

Tabela XVI

Unele proprietăţi ale materialelor magnetice dure tipice pe baza sistemului ternar Fe—Ni—Al

Denumirea materialelor	Compoziţia chimică, procente de greutate (restul fier)					H_c, oersted	B_r, gauss	$(B \cdot H)_{max}$ ($\times 10^6$)	$4\pi I_s$ gauss	Observaţii
	Al	Ni	Co	Cu	Ti					
Aliaje izotrope										
Alni	12	25	—	—	—	500	7 000	1,40	9 800	
Alnico I	12	20	5	—	—	480	6 800	1,40	—	
Alnico II	10	17	12,5	6	—	560	7 350	1,70	12 500	
Alnico III	13	24	—	3,5	—	480	6 200	1,25	9 850	Zaimovski
Alnico IV	12	28	5	—	—	695	5 750	1,30	—	
Alnisi	14	34	10Si	—	—	800	4 200	1,10	—	
Alnico XII	6	18	35	—	8	975	6 000	1,60	—	
Oerstit 800	9	18	19	4	4	750	6 600	1,95	—	
Oţel nou-KC	3,7	17	7—27,2	—	6,7	850	6 500	2,0	—	
Aliaje anizotrope [1]										
Magnico	8	13,5	24	3	—	580	13 300	4,50	—	
Alnico V	8	14—15	24	3	0,3	575	12 500	3,8—5,5	14 000	Zaimovski
Alnico VI	8	15	24	3	0,5—1,0	720	10 500	3,5—4,0	—	
Alcomax I	7,5	11	25	3	1,5	475	12 000	3,5	—	
Alcomax II	8	11,0	21,0	4,5	—	575	12 400	4,3	14 000	
Alcomax III	8	13,5	24,5	3	0,5—1,0	650	12 500	4,8—5,6	14 000	
Alcomax IV	8	13,5	24,5	3	1,0—3,0	775	11 800	4,3—5,0	13 000	
Hycomax	9	21	20	1,6	—	830	9 000	3,3	13 100	

1) Pentru magnetizarea materialului în lungul direcţiei în care a fost aplicat cîmpul magnetic în timpul tratamentului termomagnetic.

arătat, pentru prima dată, Oliver și Shedden [392], precum și Șur [393], după răcirea aliajelor alnico și alni într-un cîmp magnetic constant, de la temperaturi mai mari decît punctul Curie, aceste aliaje devin magnetic anizotrope.

Tratamentul acesta dă efectul maxim la un aliaj magnetic dur cu o compoziție mai complexă (Fe—Al — Ni— Co — Cu — Ti), după cum au arătat Kayser [394], Jones și alții [395] și Zaimovski [396]. Acesta din urmă a numit „magnico" aliajul supus unui asemenea tratament. În fig. 94, se dau curba de demagnetizare și curba energiei magnetice a aliajului de tip „magnico". Din curbe, se vede că, în acest caz, se obține o energie magnetică maximă record $(\vec{H} \cdot \vec{B})_{max} \sim 5 \cdot 10^6$ gauss. oersted, dacă magnetizarea probelor se face în lungul direcției cîmpului magnetic, aplicat în tratamentul termomagnetic. Curba de magnetizare a aliajului alnico (fig. 90) și a wicalloyului (fig. 91), precum și

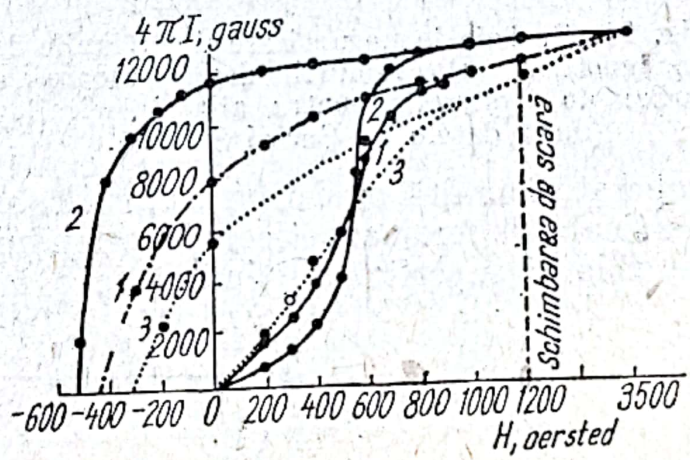


Fig. 90. Curbele de magnetizare și porțiunile de demagnetizare ale ramurii descrescătoare a curbei de hysteresis pentru aliajul „alnico" (după datele lui Șur și Șubina):

1—răcirea fără cîmp magnetic; *2*—în cîmp magnetic longitudinal; *3*—în cîmp magnetic tansversal.

curbele de magnetostricțiune longitudinală și transversală (fig. 92 și 93) ne indică o textură magnetică bine formată în acest material, după tratamentele corespunzătoare. În afară de aceasta, plecînd dela forma curbei inițiale de magnetizare, există toate motivele să presupunem că procesul de magnetizare din aceste materiale se face prin rotația vectorilor de magnetizare spontană [388—390, 132].

Scanned with OKEN Scanner

Neel [397] a presupus că mecanismul de apariție a anizotropiei magnetice în aliajele cu forță coercitivă mare, de tipul alnico V, după tratamentul termomecanic, este determinat de

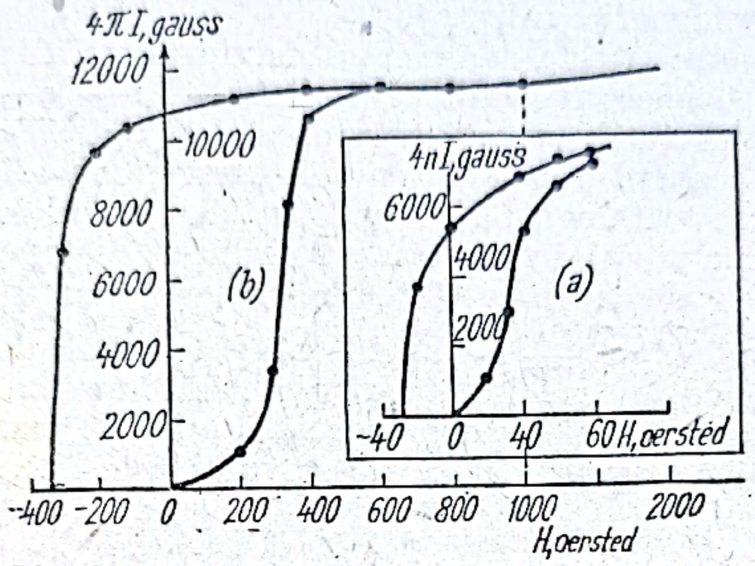


Fig. 91. Curbele de magnetizare și porțiunile de demagnetizare ale ramurii descrescătoare a curbei de hysteresis pentru aliajul wicalloy (după datele lui Șur și Șubina).

difuzie. La temperatură înaltă, cînd difuzia atomilor este destul de puternică, „particulele" feromagnetice ale aliajului heterofazic, sub acțiunea tensiunii superficiale, tind să ia o formă sferică.

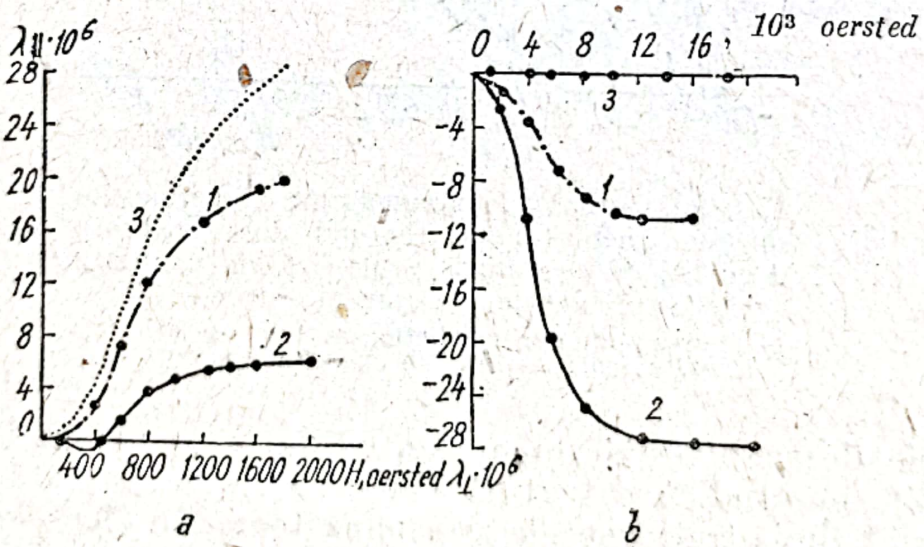


Fig. 92. Curbele de magnetostricțiune longitudinală (*a*) și transversală (*b*) pentru aliajul „alnico", înainte și după tratamentul termomagnetic (după datele lui Șur și Aturkin):
1 — răcirea fără cîmp; 2— în cîmp longitudinal; *3* — în cîmp transversal.

Dacă, însă, aplicăm cîmpuri magnetice intense, atunci, pentru a putea atinge saturația în fiecare particulă, ele trebuie să capete forma unor elipsoizi alungiți, cu axa mare în lungul cîmpului.

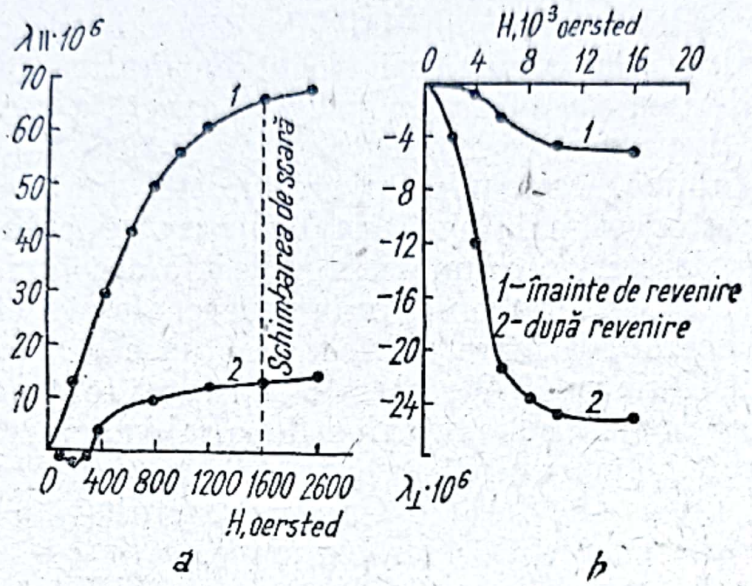


Fig. 93. Curbele de magnetostricțiune longitudinală (a) și transversală (b), pentru aliajul wicalloy, înainte și după revenire (după datele lui Șur și Șturkina).

Evaluarea energiei de anizotropie, după Neel, ne dă atunci o mărime apropiată de datele experimentale, obținute din curbele de magnetizare ale aliajului alnico (~2,5·10⁵erg/cm³). Trebuie,

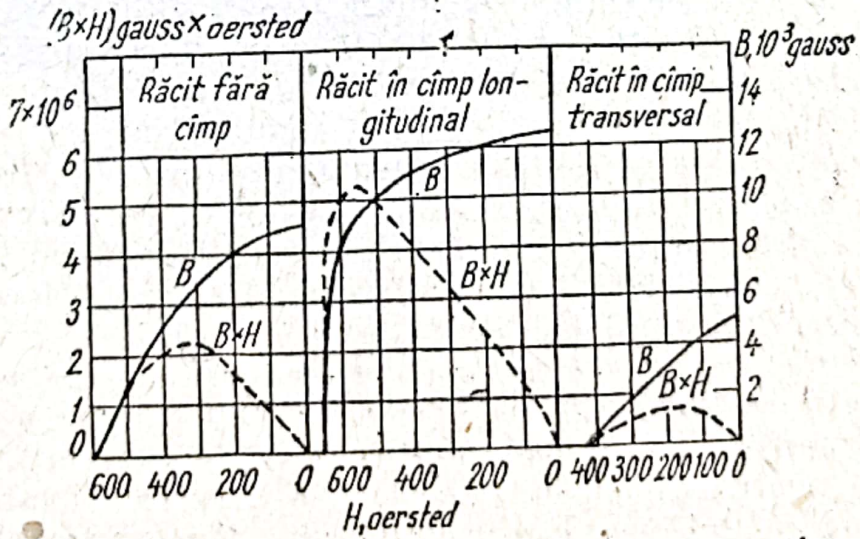


Fig. 94. Influența tratamentului termomagnetic asupra proprietăților magnetice ale unui aliaj cu forță coercitivă mare (alnico).

Scanned with OKEN Scanner

însă, observat că concepțiile lui Neel asupra particulelor elipsoidale ale fazei feromagnetice sînt prea sumare. De fapt, structura de fază a acestor aliaje este mult mai complexă. Din experiență, se știe că proprietățile optime ale materialelor cu forță coercitivă mare se obțin în stadiile inițiale de descompunere a soluției solide. Analiza microscopică și roentgenografică obișnuită nu ne dă posibilitatea să obținem o imagine exactă a geometriei distribuției și dispersiei componentelor de fază ale aliajului de tip alni și alnico. Pentru rezolvarea acestei probleme, trebuie să aplicăm metodele mai fine ale analizei roentgenografice (difuzie sub unghiuri mici etc.), precum și metodele microscopiei electronice. Cercetări electronomicroscopice minuțioase ale structurii aliajelor cu forță coercitivă mare au fost efectuate de Skakov [398], precum și de Buinov [399], care a reușit să obțină fotografii electronomicroscopice ale șlifurilor de aliaj magnico în starea cu forță coercitivă mare și să observe structura cu dispersie fină. Pînă astăzi, nu avem, însă, o imagine definitivă a distribuției fazelor în starea cu forță coercitivă mare.

Un anumit interes prezintă lucrarea lui Kittel, Nesbitt și Shockley [400] cu privire la teoria formării germenilor fazei magnetice în alnico V. Bazîndu-se pe lucrările lui Șur și alții [391], autorii atrag atenția asupra faptului că, după tratamentul termomagnetic, anizotropia se observă nu numai în proprietățile magnetice, ci și în alte proprietăți, de exemplu, se observă anizotropia rezistenței electrice. Aceasta le sugerează autorilor ideea că tratamentul termomagnetic nu are o natură pur magnetică. Din experiență, se știe că un cîmp magnetic $H_t \sim 1000$ oersted, aplicat în timpul răcirii aliajului de la 1300°C, este eficace în intervalul de temperaturi între 900 și 800°C. Dacă aliajul este călit de la 800°C, anizotropia proprietăților se dezvoltă complet, cu toate că forța coercitivă este egală, în acest caz, cu numai 10 oersted. Revenirea ulterioară a aliajului, la 600°C mărește forța coercitivă pînă la 600 oersted, deși cîmpul H_t, la 600°C, nu mai este eficace. Autorii presupun că, la 800—900°C, germenii termici apar sub forma unor depuneri de plăci cu rețeaua cristalină coerentă cu cea inițială. O coerență bună înseamnă că energia liberă superficială a depunerilor este foarte mică (~ 10 erg/cm^2) în comparație cu energia necesară pentru formarea frontierelor grăunților (~ 1000 erg/cm^2). Bariera energetică pentru dimensiunea critică a germenilor este foarte mică, numai 5.10^{-12} erg. Energia cîmpului demagnetizant pentru germeni de forma unor elipsoizi alungiți și la o diferență a saturației între germene și faza inițială de $\Delta I_s = 500$gauss este egală

cu $\sim 1{,}5 \cdot 10^{-3}$ erg, după evaluările autorilor. Această evaluare grosolană ne arată că energia de demagnetizare poate regla formarea germenilor și că vor apare în special germeni cu plane paralele cu $\Delta \vec{I}_s$ și $\vec{H}_t$. În legătură cu problema compoziției structurale a aliajelor cu forță coercitivă mare, apare, de asemenea, problema tipului de procese de magnetizare care au loc în aceste aliaje. Dacă ipotezele după care structura acestor substanțe heterofazice are caracterul unei dispersii fine — formații feromagnetice fine înglobate într-o „matriță" slab magnetică — sînt juste, avem particule care reprezintă domenii feromagnetice izolate. În acest caz, magnetizarea acestor materiale se poate produce numai prin procese de rotație.

În legătură cu aceasta, trebuie să atragem atenția asupra lucrării lui Bulgakov și Kondorski (401), care au cercetat viscozitatea magnetică în aliajele cu forță coercitivă mare, de tipul alnico. Ei au obținut o valoare apreciabilă a viscozității magnetice. Timpul de relaxare atinge, după măsurătorile lor, un minut. Pe această bază, autorii trag concluzia că, în aliajele cu forță coercitivă mare, există, de asemenea, un adaos de procese de deplasare a frontierelor dintre domeniile feromagnetice. Aceste procese pot avea loc în particulele fazei feromagnetice ale căror dimensiuni sînt mai mari decît o anumită mărime critică ($\sim 10^2$ Å).

Un factor important care ne permite să tragem concluzii asupra mecanismului proceselor de magnetizare și asupra structurii magnetice este variația cu temperatură a forței coercitive (v. § 14). Primele lucrări în acest domeniu au fost efectuate de Bulgakov [402], precum și de Șur și Baranova [403]. Șur și Baranova au arătat că, odată cu creșterea temperaturii, saturația scade, însă nu se produce deplasarea monotonă a porțiunii abrupte a curbei de magnetizare în domeniul cîmpurilor slabe și descreșterea monotonă a forței coercitive, fapt caracteristic pentru materialele magnetice moi. Aceste particularități ale variației cu temperatură a proprietăților magnetice ale aliajelor cu forță coercitivă mare arată că rolul fundamental în magnetizarea lor îl joacă, probabil, procesele de rotație.

Cu toate că există numeroase cercetări cu privire la aliajele cu forță coercitivă mare, nu avem încă, pînă astăzi, o concepție clară asupra naturii lor fizice, așa cum ne-o dă teoria modernă a feromagnetismului pentru materialele feromagnetice moi.

Alături de aliajele pe baza sistemului fier-nichel-aluminiu, au căpătat o largă răspîndire, în ultimul timp, aliajele fier-nichel-

Scanned with OKEN Scanner

cupru și fier-cobalt-vanadiu (wicalloy), care se solidifică sub formă de soluție solidă și ale căror caracteristici sînt date în fig. 91 și 93. Aceste aliaje au proprietăți plastice mai avantajoase, care ne permit să le supunem unui tratament mecanic (laminare, așchiere, etc). Proprietățile magnetice principale ale acestui tip de materiale dure sînt redate în tabela XVII.

Tabela XVII

Unele proprietăți ale materialelor dure tipice din grupul aliajelor care se solidifică sub formă de soluție solidă omogenă după ce au fost supuse unui tratament mecanic la rece și la cald.

Denumirea materialului	Compoziția chimică, procente de greutate			H_c oersted	B_r gauss	$(B \cdot H.) \cdot 10^{-6}$ max gauss oersted	$4\pi I_s$, gauss
Comolloy*)....	17 Mo	12 Co		230	10 000	1,0	—
Cunife I*)	60 Cu	20 Ni		590—350	5400—6000	1,0—1,85	—
Cunife II*)....	50 Cu	20 Ni	2,5 Co	260	7300	0,78	—
Cunico I	50 Cu	21 Ni	29 Co	660—710	3400	0,8—0,85	—
Cunico II	35 Cu	24 Ni	41 Co	450	5300	0,99	—
Wicalloy I*) ..	52 Co	9,5 V		00	9000	1,00	14 300
Wicalloy II*)..	52 Co	13 V		370—470	9000—10500	2,0—3,5	—

*) În afara componentelor indicate ale aliajului, restul conținutului este fier.

Proprietăți magnetice speciale are materialul fabricat prin presare și călire din oxid de fier pulverizat (Fe_3O_4) și din ferita de cobalt ($CoO \cdot Fe_2O_4$), în diverse proporții. După tratamentul termomagnetic, acest material are următoarele caracteristici magnetice: $B_r \simeq 4000$ gauss, $H_c \sim 600$ oersted și $(\vec{B}\vec{H})_{max} \sim \sim 1{,}3 \cdot 10^6$ gauss·oersted; totodată, acest material are o densitate mică (3,55 g/cm³) și o rezistență electrică mare. În fig. 95, se dă curba de hysteresis a unui astfel de material. În general, materialele obținute din pulberi presate, fabricate chiar din materiale magnetice moi (aliajul fier-nichel), devin magnetic dure, atunci cînd dimensiunile particulelor devin mai mici decît o anumită mărime (v. § 13).

Scanned with OKEN Scanner

În tabela XVIII se dau caracteristicele magnetice pentru unele materiale din acest grup.

În legătură cu problema obținerii de materiale magnetice dure din pulberi, trebuie amintită lucrarea lui Zotov și Șur [404]. Din experiență, se știe bine că pulverizarea materialelor magnetice moi duce întotdeauna la o creștere monotonă a forței coercitive o dată cu micșorarea dimensiunilor particulelor. În cazul aliajelor cu forță coercitivă mare de tip alni, s-a observat un fenomen invers: forța coercitivă descrește, odată cu micșorarea dimensiunilor particulelor [405,381]. Încercările de a explica acest fenomen [405,406] prin faptul că, prin fărîmițare, se înlătură o parte din tensiunile care sînt responsabile de forța coercitivă H_c mare sînt nejustificate, deoarece cauza forței coercitive mari nu sînt tensiunile, ci, după cum am subliniat în nenumărate rînduri mai sus, o structură de fază specială a aliajului. Zotov și Șur au arătat, pe o cale obișnuită, că micșorarea forței coercitive o dată cu micșorarea dimensiunilor particulelor din pulberea aliajului alni, se datorește faptului că, în piesele turnate inițiale, s-a atins prin tratament termic o valoare H_c maximă. În procesul de fărîmițare a probei pentru a o transforma în pulbere se produce o „lipire" a particulelor. „Lipirea" duce la o descompunere mai departe a fazei subrăcite într-o fracțiune de volum a particulelor, cu atît mai mare cu cît ele sînt mai mărunte, iar tocmai acest fapt trebuie să producă o micșorare a forței coercitive. Mărimea forței coercitive a pulberii rămîne independentă de dimensiunile particulelor (pînă la 10μ), dacă supunem tratamentului termic, inclusiv încălzirea pînă la temperatura stării monofazice, pulberea gata confecționată, adică particulele deformate. În modul acesta, apare posibilitatea de a crea probe de pulberi din aliaje cu forță coercitivă mare, pe baza sistemului fier-nichel-aluminiu.

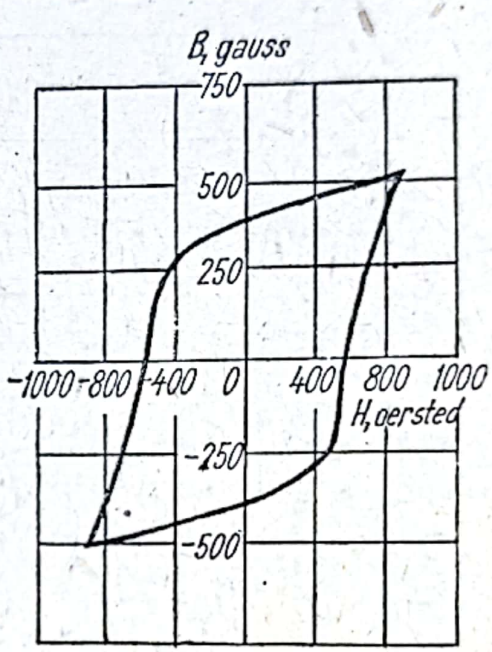


Fig. 95. Curba de hysteresis a feroidului de cobalt ($CoOFe_2O_4$) + (FeO_4) (după tratamentul termic).

O forță coercitivă foarte mare au unele aliaje din componenți neferomagnetici (aliajul silmanal, de compoziție Ag_5MnAl, la

Tabela XVIII

Unele proprietăți ale materialelor dure tipice fabricate din pulberi.

Denumirea materialului	Compoziția chimică, procente de greutate						H_c, oersted	B_r gauss	$(B \cdot H)_{max} \cdot 10^{-6}$ gauss-oersted
Vectolite	$30Fe_2O_3$	$44Fe_2O_4$	$26Co_2O_3$	—	—	—	900	1600	0,50
Caslox	17Co	56 Fe	27 O_2	—	—	—	700	1100	0,21
Tromalit 600	13,5 Al	28 Ni	RestulFe	—	—	—	600	3500	0,63
Tromalit 700 ..	12 Al	10 Co	4 Cu	24 Ni	Restul Fe	—	700	3800	0,76
Tromalit 800 ..	9 Al	19 Co	4 Cu	18 Ni	4 Ti	Restul Fe	800	4200	0,97
Fier	Pulbere din fier redus						600	5000	1,00
Fier-cobalt	Pulbere din fier redus (70%) și cobalt (30%)						500	8000	1,70

Observație: Rezistența specifică este de $2{,}25 \cdot 10^6$ ohm/cm.

Scanned with OKEN Scanner

care $H_c \sim$ 5500 oersted) [407], precum și aliajele platinei cu fier și cobalt (v. tabela XIX).

Tabela XIX

Unele proprietăți ale aliajelor magnetice dure cu componente din metale nobile

Denumirea materialului	Compoziția chimică, în procente de greutate			H_c, oersted	B_r, gauss	$(B \cdot H)_{max} \cdot 10^{-6}$ gauss·oersted
Silmanal	86,7 Ag	8,8 Mn	4,4 Al	590	6300	0,085
Aliaje cu platină..	77,8 Pt	22,2 Fe	—	1570	5830	3,07
	76,7 Pt	23,3 Co	—	2700	4500	4,00

§ 16. SUBSTANȚELE FEROMAGNETICE ÎN CÎMPURI MAGNETICE ALTERNATIVE ȘI EFECTELE VARIABILE ÎN TIMP

Proprietățile magnetice ale substanțelor feromagnetice depind esențial de timp. Dependența de timp se manifestă atît la magnetizarea cuasistatică (cîmpuri magnetice statice), cît și la magnetizarea cu viteză finită (cîmpuri alternative). Acest fapt are o importanță practică extrem de mare, întrucît materialele feromagnetice își găsesc o aplicare largă în cîmpurile alternative și întrucît stabilitatea în timp a proprietăților magnetice a acestor materiale este esențială. Studiul teoretic al dependenței de timp a caracteristicilor magnetice are și un mare interes principial, întrucît ne permite să dezvăluim mai adînc mecanismul fizic al proceselor de magnetizare tehnică ə materialelor feromagnetice.

Fenomenele variabile în timp în substanțele feromagnetice pot fi împărțite în următoarele grupuri: a) fenomenele de dispersie a permeabilității magnetice, și, în particular, b) fenomenele de rezonanță feromagnetică în procesul de magnetizare a corpurilor feromagnetice în cîmpuri alternative de diverse frecvențe, și c) fenomenele de acțiune magnetică întîrziată și de îmbătrînire, legate de schimbările structurii magnetice și cristaline a corpurilor feromagnetice, care apar datorită transformărilor chimice și de structură.

a) Dispersia permeabilității magnetice și rezonanța feromagnetică. După cum am văzut, existența proceselor ireversibile de magnetizare în substanțele feromagnetice (v. § 14) produce o rămînere în urmă a variațiilor magnetizării față de variațiile

Scanned with OKEN Scanner

cîmpului magnetic (hysteresis magnetic), chiar dacă aceste variații sînt infinit de lente (cuasistatice). Odată cu mărirea vitezei de variație (periodică și aperiodică) a cîmpului, decalajul dintre magnetizarea $\vec{I}$ și cîmpul magnetic $\vec{H}$ crește, iar întîrzierea magnetizării $\vec{I}$ este determinată nu numai de fenomenul de hysteresis „static", ci și de viteza finită de variație a cîmpului $\vec{H}$. Această creștere suplimentară a întîrzierii se numește, de obicei, viscozitate magnetică. În cazul unor cîmpuri foarte slabe (domeniul de aplicabilitate al formulelor lui Rayleigh), cînd variația lor este lentă, cuasistatică, mediul feromagnetic poate fi descris fenomenologic cu ajutorul electrodinamicii obișnuite, cu constantele de permeabilitate magnetică (μ) și permitivitate dielectrică (ε).

O dată cu mărirea vitezei de variație a cîmpului $\vec{H}$, o astfel de descriere devine, însă, prea grosolană și, de aceea, sistemul obișnuit de ecuații ale cîmpului electromagnetic necesită o generalizare, care trebuie să includă și fenomenul de viscozitate magnetică

Generalizarea teoriei cîmpului electromagnetic pentru cazul mediilor feromagnetice vîscoase a fost dată, pentru prima oară, în cunoscutele cercetări fundamentale ale lui V. K. Arkadiev [408, 411][1]). La baza teoriei sale, Arkadiev pune legea generalizată a inducției electromagnetice, care, sub formă diferențială (pentru mărimi variabile sinusoidal), este

$$-\operatorname{rot}\vec{E} = \rho\vec{H} + \frac{\mu}{4\pi}\frac{\partial\vec{H}}{\partial t}, \qquad (16.1)$$

unde ρ este așa numita conductibilitate magnetică, care caracterizează influența viscozității magnetice asupra f. e. m. de inducție în corpul feromagnetic. Dacă vectorii $\vec{E}$ și $\vec{H}$ sînt scriși sub forma complexă

$$\vec{E}^* = \vec{E}_0 e^{i(\omega t+\delta_1)} \text{ și } \vec{H}^* = \vec{H}_0 e^{i(\omega t+\delta_2)},$$

[1]) Marele număr de lucrări ale lui V. K. Arkadiev și a numeroasei sale școli de fizicieni magnetologi ruși, efectuate în ultimii 35 ani (din anul 1913), a găsit o largă recunoaștere în Uniunea Sovietică și în străinătate. Majoritatea acestor lucrări, publicate înainte de 1936, sînt expuse de V. K. Arkadiev în monografia sa în două volume „Procesele electromagnetice în metale" [408]. Lucrările de mai tîrziu sînt tipărite în culegeri speciale [359,409, 410], precum și în literatura periodică de fizică.

Scanned with OKEN Scanner

atunci

$$\vec{H}^* = -\frac{i}{\omega}\frac{\partial \vec{H}^*}{\partial t} = -i\frac{T}{2\pi}\frac{\partial \vec{H}^*}{\partial t}, \tag{16.2}$$

unde ω este pulsația, iar $T = 2\pi/\omega$ perioada oscilațiilor electromagnetice. Substituția lui (16.2) în (16.1) ne dă

$$-\operatorname{rot}\vec{E}^* = \frac{\mu - 2i\rho T}{4\pi}\frac{\partial \vec{H}^*}{\partial t}. \tag{16.3}$$

Să introducem notațiile prescurtate

$$2\rho T = \rho', \tag{16.4}$$

$$\mu - i\rho' = \mu'. \tag{16.5}$$

Mărimea μ' se numește permeabilitate *complexă*. Dacă μ și ρ' nu depind de timp, relația (16.8) se poate scrie

$$-\operatorname{rot}\vec{E}^* = \frac{1}{4\pi}\frac{\partial(\mu'\vec{H}^*)}{\partial t} \tag{16.6}$$

și putem defini inducția magnetică complexă

$$\vec{B}^* = \mu'\vec{H}^*, \tag{16.7}$$

unde

$$\vec{B}^* = \vec{B}_0 e^{i(\omega t+\delta)}. \tag{16.8}$$

Din compararea relațiilor (16.5), (16.8) și (16.7), găsim expresiile pentru decalajul de fază între cîmp și inducție și relația dintre amplitudinile inducției și cîmpului:

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{tg}\ (\delta_3 - \delta_2) &= \frac{\rho'}{\mu'}, \\ \vec{B}_0 &= \sqrt{\mu^2 + \rho'^2}\,\vec{H}_0. \end{aligned}\right\} \tag{16.9}$$

După Arkadiev[408], mărimea μ se numește permeabilitate *elastică*; ea determină rezerva de energie magnetică reversibilă în corpul feromagnetic

$$\mu\frac{H^2}{8\pi}, \tag{16.10}$$

Scanned with OKEN Scanner

care este restituită în timpul demagnetizării lui; mărimea ρ' se numește permeabilitate *vîscoasă* și determină mărimea pierderilor ireversibile datorită fenomenului de hysteresis:

$$\rho' \frac{H_0^2}{4}; \tag{16.11}$$

în sfîrșit, mărimea

$$r_m = \frac{B_0}{H_0} = \sqrt{\mu^2 + \rho'^2} \tag{16.12}$$

se numește permeabilitatea *totală* sau *de amplitudine*[1]). Îmbunătățirea ulterioară a teoriei se datorește lui Arkadiev [408], Rozovski [412] (v. și [413]), Becker, Hinze [414], care au ținut seama de dependența permeabilităților μ, ρ' de intensitatea cîmpului magnetic. De pildă, în cazul variațiilor slabe ale cîmpului, putem introduce după Rayleigh (v. § 14).

$$\mu = \mu_a + \varepsilon H \quad \text{și} \quad \rho' = bH. \tag{16.13}$$

Trebuie observat că determinarea dependenței lui μ și ρ' de cîmp și frecvență necesită elaborarea unei teorii microscopice care să țină seamă de structura internă a substanței feromagnetice.

Experiența arată că permeabilitatea substanțelor feromagnetice scade odată cu creșterea frecvenței cîmpului magnetic alternativ .După cum au arătat Hagen și Rubens [415], în domeniul frecvențelor luminii vizibile și infraroșii (pentru lungimi de undă $\lambda \sim 30\,\mu$ sau frecvențe $\nu \sim 10^{13}$ s^{-1}), corpurile feromagnetice își pierd proprietățile magnetice caracteristice, și, în particular, susceptibilitatea lor este aceeași la aceste frecvențe, ca și la metalele obișnuite, adică $\mu \sim 1$. Din experiență, se știe, de asemenea, că, în domeniul frecvențelor joase (pînă la $\nu \sim 10^8$ s^{-1}), permeabilitatea substanțelor feromagnetice variază relativ puțin. Prin urmare, în intervalul de frecvențe de la 10^8 s^{-1} la 10^{13} s^{-1}, are loc scăderea principală a permeabilității. Inevitabilitatea acestei scăderi a fost indicată pentru prima dată de Arkadiev [416, 408]. Experiențele, în special ale lui Arkadiev și ale școlii sale (Veletkaia [417], Volkova [418]. Goitannikov [419]. Malov [420] și alții[2]), precum și ale unei serii de fizicieni străini [422,423], cu privire la măsurarea permeabilității magnetice a unui mare număr

[1]) O expunere amănunțită a teoriei permeabilității magnetice se găsește în vol. II § 42 al monografiei lui V. K. Arkadiev [408].

[2]) V. bibliografia amănunțită, în lucrările [408, 421].

de materiale feromagnetice, într-un interval larg de frecvențe ale cîmpului exterior, au confirmat în întregime ipotezele teoretice ale lui Arkadiev asupra dispersiei permeabilității magnetice. În fig. 96, se dă tabloul schematic general al spectrului magnetic pentru substanțele feromagnetice (după Arkadiev [421]). Din această schemă, se vede că, în domeniul undelor lungi, există „trepte" pe curba $\mu(\nu)$ și maxime corespunzătoare pe curba $\rho'(\nu)$, maxime care corespund benzilor de absorbție. După Arkadiev cauza acestei absorbții pot fi curenții turbionari și viscozitatea magnetică. În domeniul undelor scurte se observă o rezonanță magnetică: dispersia anomală pe curba $\mu(\nu)$ și un maxim ponunțat pe curba $\rho'(\nu)$. Arkadiev, pe baza teoriei generale dezvoltate de el a cîmpului electromagnetic în medii feromagnetice vîscoase, a dat o descriere fenomenologică completă a spectrelor magnetice observate experimental [421].

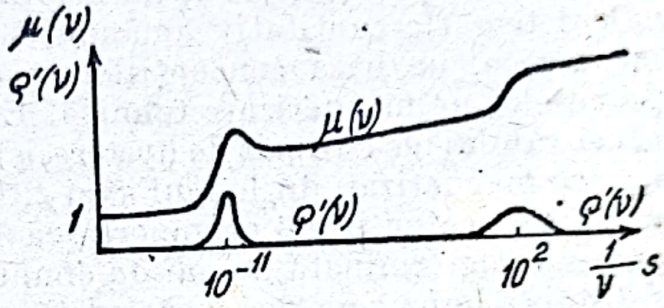


Fig. 96. Schema generală a spectrului magnetic al unei substanțe feromagnetice: limitele distribuției benzilor de dispersie magnetică (după Arkadiev).

Pe baza electrodinamicii mediilor feromagnetice, dezvoltată de Arkadiev, Vvedenski [424], luînd în considerare numai efectul superficial al curenților turbionari (fără a considera vîscozitatea magnetică), a dat soluția problemei magnetizării unui cilindru feromagnetic într-un cîmp magnetic periodic și aperiodic. Cercetările lui Vvedenski au fost completate de Tihonov [413], care a ținut seama de influența vîscozității magnetice. Divilkovski și Filippov [425] au calculat efectul superficial al curenților turbionari pentru cazul unei sfere feromagnetice și au dat o nouă metodă de determinare a permeabilității în cîmpuri alternative, prin măsurarea încălzirii sferei feromagnetice sub acțiunea curenților turbionari (și în partea fenomenului de hysteresis), care apar cînd așezăm sfera într-un cîmp alternativ. Rîtov [426] a elaborat o nouă metodă de calcul aproximativ al efectului superficial, cu ajutorul teoriei perturbațiilor. Maș și Enușkov [427] au folosit metoda lui Divilkovski pentru măsurarea permeabilității fierului în cîmpuri alternative cu lungimi de undă de la $\lambda = 4$ m la $\lambda = 20$ m și au descoperit o creștere monotonă a lui μ cu λ. Snoek [423] a ținut seama de influența acțiunii demagnetizante a supra-

feței probei feromagnetice asupra curenților turbionari care apar în timpul magnetizării.

Arkadiev [408, 421] a arătat primul, încă în anul 1918, că dispersia permeabilității magnetice se poate datora curenților turbionari „microscopici", produși de remagnetizarea domeniilor de magnetizare spontană. Mai tîrziu [428], el a dat o dezvoltare calitativă a acestei idei.

Landau și Lifșiț [212] au efectuat, pentru prima dată, un calcul teoretic cantitativ amănunțit al dispersiei permeabilității magnetice, pe baza concepțiilor moderne asupra mecanismului proceselor de magnetizare tehnică. Ei au examinat cazul simplu al cristalului ideal (lipsit de hysteresis) cu o singură axă de cea mai ușoară magnetizare în lungul axei z. În cazul unui moment magnetic elementar izolat, comportarea lui în procesul de magnetizare este determinată numai de cîmpul magnetic exterior. Într-o substanță feromagnetică însă, există o interacțiune puternică între momentele magnetice de spin. Această interacțiune poate fi descrisă aproximativ de un „cîmp efectiv". După Landau și Lifșiț [212], acest cîmp efectiv este de forma

$$\vec{f} = \frac{A}{aI_s^2}\vec{I}_s'' + \frac{2k}{I_s^2} I_{sz}\vec{n} + \vec{H}, \qquad (16.14)$$

unde A este integrala de schimb, a constanta rețelei cristaline, $\vec{I}_s''$ vectorul derivatei spațiale de ordinul doi a magnetizării de saturație, I_{sz} componenta saturației în lungul direcției cîmpului magnetic $\vec{H}$ (axa z), k constanta de anizotropie magnetică, $\vec{n}$ versorul în direcția axei z. Cîmpul $\vec{f}$ nu poate produce o rotație a vectorului $\vec{I}_s$; el produce numai precesia acestuia în jurul direcției sale, conform ecuației

$$\frac{1}{g'}\dot{\vec{I}}_s = \vec{f} \times \vec{I}_s,$$

unde $g_s' = e/mc$ (v. (1.3)). Rotirea vectorului $\vec{I}_s$ către $\vec{f}$ poate fi provocată numai printr-o interacțiune magnetică. Această interacțiune este mică în comparație cu interacțiunea electrică de schimb, de aceea, în primă aproximație, ecuația de mișcare pentru $\vec{I}_s$ va fi de forma

$$\frac{1}{g'}\dot{\vec{I}}_s = \vec{f}_s \times \vec{I}_s + \varepsilon\left(\vec{f} - \frac{\vec{f}\,\vec{I}_s}{I_s^2}\vec{I}_s\right). \qquad (16.15)$$

Al doilea termen din membrul doi al formulei (16·15) este un vector îndreptat de la $\vec{I}_s$ către $\vec{f}$. Coeficientul ε (parametru care determină forțele magnetice slabe și are dimensiunea magnetizării) este mic ($\varepsilon \ll I_s$). Rezolvînd ecuația (16·15) pentru cazul stratului de frontieră a două domenii feromagnetice plan-paralele (vecinătate la 180°), Landau și Lifșiț au găsit, pentru viteza de deplasare v a stratului, următoarea expresie:

$$v = \frac{g'(I_s^2 + \varepsilon^2)}{\varepsilon I_s} \sqrt{\frac{A}{k}}\, \vec{H}. \qquad (16.16)$$

În acest caz, pentru permeabilitatea complexă, în cazul magnetizării în lungul axei ușoare, s-a obținut expresia

$$\mu'_{\parallel} = 1 - i\frac{2g'I_s^2}{\nu\varepsilon\delta d}, \qquad (16.17)$$

unde δ este grosimea stratului de frontieră dintre domeniile de magnetizare spontană, d dimensiunea liniară medie a probei, iar ν frecvența cîmpului magnetic exterior. La o orientare dată a cîmpului magnetizant, nu avem rezonanță, ci o amortizare pură ($\mu = 1$ și $\rho' \sim \frac{1}{\nu}$). Cînd $\nu \to 0$, avem $\rho' \to \infty$; această creștere nemărginită a permeabilității vîscoase se explică prin faptul că, în deducerea relației (16.17), nu am ținut seama de fenomenul de hysteresis magnetic și de acțiunea curenților turbionari.

Dacă direcția cîmpului este perpendiculară pe axa de cea mai ușoară magnetizare, teoria ne dă

$$\mu'_{\perp} = 1 + 4\pi \frac{\omega_0^2 + i\omega\gamma}{\beta(\omega_0^2 + \omega^2 - 2i\omega\gamma)}, \qquad (16.18)$$

unde $\omega = 2\pi\nu$ este pulsația cîmpului exterior, iar

$$\omega_0 = g' \frac{k}{I_s} \qquad (16.18a)$$

pulsația „proprie“ a frontierelor care se deplasează între domeniile feromagnetice (k este constanta de anizotropie magnetică); $\gamma = g' k \varepsilon / I_s^2$ este decrementul amortizării acestor deplasări. Ordinul de mărime al pulsației proprii este $\omega_0 \sim 1{,}5 \cdot 10^{10}$ s^{-1} și al lungimii de undă proprii $\lambda_0 \sim 12{,}6$ cm (dacă admitem că

constanta de anizotropie magnetică $k \sim 5 \cdot 10^5$ erg/cm^3, iar saturația $I_s \sim 10^3$ gauss și raportul $g' = \frac{e}{mc} \sim 5.10^7$); în apropierea acestei pulsații, se observă o dispersie anomală (rezonanță) pe curba $\mu'(\omega)$ așa cum a arătat înainte Arkadiev [408, 421]. La pulsații mici ($\omega \ll \omega_0$), formula (16·18) ne dă la limită permeabilitatea statică $\mu_1 = 1 + \frac{4\pi I_s^2}{k}$ (v. § 14), iar la pulsații foarte mari ($\omega_0 \ll \omega$) permeabilitatea $\mu_1 \to 1$.

Becker [429], folosind ideea lui Arkadiev, a calculat dependența de frecvență a permeabilității după aceeași schemă ca și la Landau și Lifșiț, însă pentru un model mai simplu (fără a ține seama în mod amănunțit de distribuția magnetizării spontane I_s în stratul de frontieră). Becker ține seama, însă, de neomogenitățile din material (valoarea finită a lui $\mu'_{\parallel(\omega=0)}$) și de deplasările ireversibile ale frontierei. Aceasta face să apară în expresia lui $\mu'_\parallel$ pulsația proprie

$$\omega_{0\parallel} \simeq \frac{c^2}{\sigma \varkappa a d}, \qquad (16 \cdot 19)$$

unde σ este conductibilitatea electrică, d dimensiunea liniară a domeniilor feromagnetice, c viteza luminii, iar $\varkappa$ susceptibilitatea statică inițială, care, la Landau și Lifșiț, era egală cu infinit. Această parte $\omega_{0\parallel}$ determină începutul unei descreșteri sensibile a permeabilității în funcție de frecvență. Evaluarea formulei (16.19) ne dă pentru $\omega_{0\parallel}$ valoarea 2.10^9 s^{-1} ($\lambda_{0\parallel} \sim 15$ cm), adică de același ordin de mărime ca și pentru ω_0 din (16.18). Mărimile ω_0 și $\omega_{0\parallel}$ depind de dimensiunile domeniilor de magnetizare spontană (d) și, prin urmare, în virtutea lui (14·14), pot depinde și de dimensiunile probelor.

Becker a determinat și a doua pulsație $\omega'_{0\parallel}$, care este legată de (16.19) prin relația

$$\omega'_{0\parallel} \sim 0{,}01 \quad \omega_{0\parallel}.$$

Această a doua pulsație $\omega'_{0\parallel}$, este determinată de deplasările ireversibile și arată pulsația la care începe o „excludere" intensă a proceselor ireversibile de deplasare. În felul acesta, trebuie să ne așteptăm ca procesele ireversibile să se atenueze la pulsații mai joase. Această concluzie a teoriei se găsește într-o bună concordanță cu experiența [422, 423].

Scanned with OKEN Scanner

Döring [430] a repetat calculele lui Landau și Lifșiț [212] și Becker [429] sub o formă întrucîtva diferită și a introdus noțiunea de masă efectivă m_{fr} a stratului de frontieră:

$$m_{fr} = \frac{1}{2\pi}\left(\frac{mc}{e}\right)^2 \frac{\gamma_0}{A\, a^2\, n \sin^2 \vartheta}. \qquad (16\cdot 20)$$

unde n este numărul de momente magnetice elementare în unitatea de volum, γ_0 densitatea energiei stratului de frontieră fix dintre domeniile feromagnetice, iar ϑ unghiul jumătății deschiderii conului a cărui suprafață este formată de vectorii $\vec{I}_s$ ai stratului de frontieră. Evaluarea numerică a lui (16·19) ne dă

$$m_{fr} \sim 6\cdot 10^{-11}\ g/cm^2.$$

Pentru pulsația de rezonanță $\omega_{0\parallel}$ a deplasării frontierelor, Döring a obținut o valoare întrucîtva diferită ($-3{,}5\cdot 10^9\ sec^{-1}$) decît Becker, și anume

$$\omega_{0\parallel} = \frac{I_s^2}{\sqrt{d\varkappa_\varkappa m_{fr}}}. \qquad (16\cdot 21)$$

Deosebirea esențială a lui (16· 21) de (16· 19) stă în faptul că, în formula (16· 21), nu figurează conductibilitatea electrică.

Rado, Wright și Emerson [434], efectuînd măsurători pe ferită de magneziu, au putut determina permeabilitatea condiționată numai de procesele de deplasare ($\varkappa_{dep}$, v. formula (14·27)). Datorită efectelor mici de atenuare în acest material, ei au putut observa termenul inerțial din $\varkappa_{dep}$, determinat de masa efectivă.

Polivanov [431] a arătat clar că variațiile observate ale permeabilității magnetice nu sînt întotdeauna caracteristici adevărate ale substanței. Neomogenitatea macroscopică a magnetizării sau viscozitatea magnetică pot duce la o dependență aparentă a permeabilității de pulsația cîmpului exterior, $\mu(\omega)$. Dependența adevărată $\mu(\omega)$ poate fi provocată numai de existența domeniilor de magnetizare spontană. Polivanov a studiat amănunțit un model simplu de corp feromagnetic cu domenii plan-paralele și a obținut curbe $\mu(\omega)$ și $\rho'(\omega)$ care concordă calitativ complet cu datele experimentale. Polivanov a arătat deasemenea că, în calculul curbei $\mu(\omega)$, trebuie să ținem seama nu numai de curenții turbionari „microscopici" (de care a ținut seama Becker), ci și de curenții turbionari macroscopici obișnuiți. Calcule analoge au fost efectuate și de Kittel [432].

Scanned with OKEN Scanner

La frecvențe mai mari de 100 MHz, adîncimea de pătrundere a cîmpului electromagnetic alternativ în grosimea metalului feromagnetic este, în cazul general, mai mică decît dimensiunile liniare de echilibru ale domeniilor de magnetizare spontană ($\cong 10^{-3}$ ... 10^{-4} cm). De aceea, la aceste frecvențe, ne putem aștepta ca concepțiile obișnuite despre mecanismul cuasistatic al magnetizării să nu fie aplicabile, întrucît cîmpul magnetic alternativ aplicat nu este în stare să acționeze asupra întregului volum al domeniului feromagnetic. În legătură cu aceasta, Kittel, urmîndu-l pe Arkadiev și repetînd calculul mai simplificat al lui Polivanov, a calculat permeabilitatea magnetică efectivă. Definiția obișnuită a permeabilității, ca raport dintre inducție și cîmp, nu concordă, la frecvențe înalte, cu valorile observate experimental. În domeniul dispersiei magnetice, raportul dintre inducție și cîmp poate varia de la punct la punct în cîmpul electromagnetic din interiorul probei, atît ca amplitudine, cît și ca fază. Determinarea amănunțită a acestui „cîmp de permeabilitate" specific, chiar dacă aceasta ar fi posibil, ar fi practic mai puțin utilă decît introducerea permeabilității efective. Unul dintre procedeele de introducere a permeabilității efective constă în faptul că, cu ajutorul ecuațiilor cîmpului electromagnetic, se calculează impedanța complexă a probei la curent alternativ

$$Z_{teor}(\mu, \omega) = R_{teor}(\mu, \omega) + iX_{teor}(\mu, \omega) \qquad (16\cdot22)$$

la valori date ale pulsației ω a cîmpului exterior și a permeabilității μ. Să presupunem că experiența ne dă

$$Z_{exp}(\omega) = R_{exp}(\omega) + iX_{exp}(\omega). \qquad (16\cdot23)$$

Atunci permeabilitatea efectivă μ_{ef} se definește ca valoarea care, fiind introdusă în (16·22), duce la egalitatea

$$Z_{teor}(\mu_{ef}, \omega) = Z_{exp}(\omega), \qquad (16\cdot24)$$

de unde găsim μ_{ef} sub forma unei funcții complexe de pulsația ω.

Astfel, pentru determinarea lui μ_{ef}, trebuie să măsurăm atît partea ohmică (R) cît și partea inductivă (X) a impedanței. Putem, de asemenea, defini permeabilitatea efectivă reală $\mu_R(\omega)$ din ecuația

$$R_{teor}(\mu_R, \omega) = R_{exp}(\omega) \qquad (16\cdot25)$$

și, analog, permeabilitatea $\mu_L(\omega)$ din ecuația

$$X_{teor}(\mu_L, \omega) = X_{exp}(\omega). \qquad (16\cdot26)$$

Scanned with OKEN Scanner

De aici, se vede că, între μ_{ef} și μ_R cu μ_L, nu există o relație simplă. Kittel efectuează calcule pentru un model simplu de domenii feromagnetice, într-o probă feromagnetică subțire și obține o concordanță calitativă satisfăcătoare între calculele sale și mersul general al curbelor experimentale pentru $\mu_R(\omega)$ și $\mu_L(\omega)$, după datele mai multor autori. Rezultatele acestei comparații, pentru cazul probelor de fier, sînt date în fig. 97. Este esențial că teoria prevede că curba $\mu_L(\omega)$ trebuie să fie situată sub curba $\mu_R(\omega)$. Aceeași variație a curbelor a fost prevăzută, pentru prima dată, pe cale teoretică de Arkadiev, pe baza teoriei sale electromagnetice generale a mediilor feromagnetice, și a fost descoperită de el experimental (vezi, de pildă, §§ 72 și 85 din vol. II al cărții lui Arkadiev [408]).

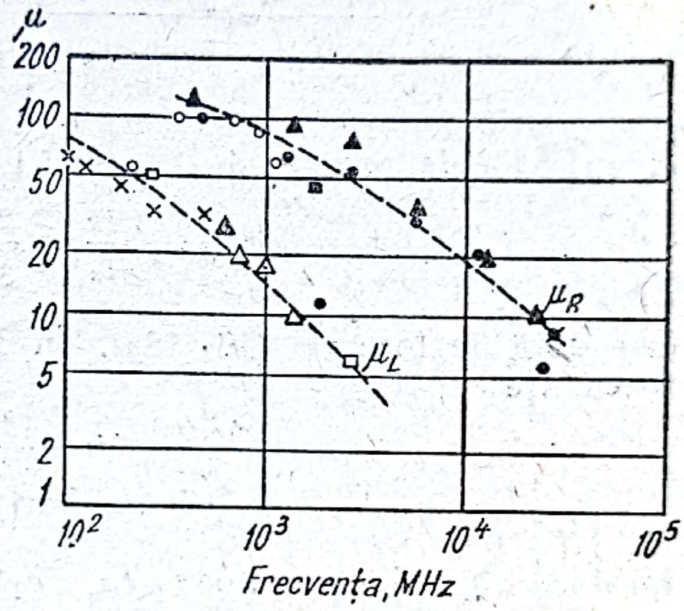


Fig. 97. Compararea curbelor teoretice $\mu_R(\nu)$ și $\mu_L(\nu)$ cu datele experimentale.

Dispersia permeabilității este influențată sensibil, în afară de curenții turbionari, și de forma probelor (factorul de demagnetizare) și de energia de anizotropie magnetică. Forma curbelor $\mu(\omega)$ este influențată esențial și de forma domeniilor feromagnetice.

Variația cu frecvența a permeabilității inițiale poate fi studiată cel mai simplu în cazul semiconductorilor feromagnetici, de pildă al feritelor. Simplicitatea este determinată de faptul că, în aceste materiale, datorită conductibilității lor electrice specifice mici, putem neglija complet fenomenele curenților turbionari, chiar în sens microscopic. Potrivit formulei (14· 27), susceptibilitatea totală se compune din susceptibilitatea determinată de procesele de rotație ($\varkappa_{rot}$) și din susceptibilitatea determinată de procesele de deplasare ($\varkappa_{dep}$). În cazul general, avem pentru magnetizarea cuasistatică a unui material policristalin

$$\varkappa_{rot}^{0} \cong \frac{I_s^2}{3k}, \qquad (16\cdot 27)$$

unde k este constanta de anizotropie magnetică. Dependența de frecvență $\varkappa_{rot}(\omega)$ poate fi obținută din formula lui Landau și Lifșiț (16·15). După Kittel [433], dacă neglijăm efectul de demagnetizare al suprafeței probei, soluția ecuației (16.15) este de forma

$$\frac{\varkappa_{rot}(\omega)}{\varkappa_{rot}^0} = \frac{\omega_0^2 + \frac{\varepsilon}{g'\varkappa_{rot}^0}\left(i\omega + \frac{2}{g'\varkappa_{rot}^0}\right)}{\omega_0^2 + \left(i\omega + \frac{\varepsilon}{g'\varkappa_{rot}^0}\right)} \qquad (16.28)$$

și pulsația de rezonanță

$$\omega_0 = g'\frac{2k}{I_s} = \frac{2g'I_s}{3\varkappa_{rot}^0} \qquad (16.28a)$$

este dată de formula (16· 18a). În cazul limită $\varepsilon \ll I_s$, apare rezonanța

$$\frac{\varkappa_{rot}(\omega)}{\varkappa_{rot}^0} \cong \frac{1}{1-\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2},$$

iar dacă $\varepsilon \gg I_s$ apare relaxarea

$$\frac{\varkappa_{rot}(\omega)}{\varkappa_{rot}^0} \cong \frac{1}{1 + i\frac{\varkappa_{rot}^0}{\varepsilon g'}\omega}.$$

Snoek [439] a studiat dispersia permeabilității și absorbției în feritele magnetice, în același domeniu de frecvențe. El explică rezultatele experiențelor sale după teoria lui Landau și Lifșiț [212], ca un tip special de rezonanță în cazul proceselor de magnetizare sub formă de rotație pură. El a obținut, de asemenea, formula pentru pulsația critică ω_0, formulă care coincide cu (16·28a).

Pentru calculul susceptibilității de deplasare $\varkappa_{dep}$, observăm că, în regim cuasistatic, în cazul magnetizării unui cristal magnetic uniax, în lungul axei ușoare, deplasarea Δx a stratului de frontieră, provocată de variația ΔH a cîmpului, este

$$\Delta x + \frac{2I_s}{\gamma_2}\Delta H,$$

unde γ_2 este „coeficientul cuasielastic“ din energia superficială

a stratului (mai amănunțit, v. de pildă, § 52 din cartea lui Vonsovski și Șur, [132]), și prin urmare,

$$\varkappa_{dep}^{0} = \frac{4I_s^2}{\gamma_2} S, \tag{16·29}$$

unde S este aria suprafeței frontierelor dintre domeniile feromagnetice în unitatea de volum a corpului feromagnetic. Folosind formula (16· 16) a lui Landau și Lifșiț pentru viteza de deplasare v a stratului de frontieră, putem obține ecuația rezultantă pentru deplasarea frontierei în cîmp alternativ:

$$\Delta H = \frac{\gamma_2 \Delta x}{2I_s} + \frac{i\omega \Delta x}{\frac{v}{H}} \tag{16·30}$$

De aici, prin analogie cu (16·29), obținem

$$\frac{\varkappa_{dep}}{\varkappa_{dep}^{0}} = \frac{1}{1 + i\omega \frac{\varkappa_{dep}^{0}}{2I_s Sv/H}}. \tag{16· 31}$$

Astfel, variația susceptibilității proceselor de deplasare în funcție de pulsație (pentru un cristal uniax!) are un caracter de relaxare, cu pulsația de relaxare

$$\omega_{rel} = \frac{2I_s Sv/H}{\varkappa_{dep}^{0}}; \tag{16·32}$$

evaluarea numerică a lui ω_{rel} după Kittel [433], pentru $I_s \simeq 10^3$ gauss, $S \sim 10^3$ cm^2, $\varkappa_{dep}^{0} \sim 10^2$ gauss/oersted și $v/H \sim 10^3$ cm^3/s. oersted ne dă valoarea 10^7 Hz. În materiale cu permeabilitate foarte mare $\varkappa_{dep}^{0}$ pulsația de relaxare ω_{rel} poate fi și mai mică decît 10^6 Hz. Cea mai completă măsurare a depedenței de frecvență a susceptibilității în ferite a fost efectuată de Welch, Nicks, Fairweather și Roberts [435] (fig. 98).

Afară de efectele variabile în timp, examinate mai sus, care se manifestă în dependența permeabilității de frecvența cîmpului magnetic exterior, în cazul magnetizării obișnuite, s-a acordat, în ultimul timp, o mare atenție unui alt efect, care se numește, de obicei *rezonanță feromagnetică*. În variația cu frecvența a permeabilității, joacă un rol esențial procesele de magnetizare tehnică. În studiul rezonanței feromagnetice, se folosește un alt procedeu de magnetizare: proba feromagnetică se magnetizează pînă la saturație (adică pînă la dispariția completă a structurii

domeniilor feromagnetice), cu ajutorul unui cîmp magnetic constant (care se numește cîmp de polarizare sau de magnetizare) și se studiază magnetizarea creată de un cîmp alternativ suprapus, de frecvență radio, de obicei, cu amplitudine mică. În acest caz, fenomenul de rezonanță este determinat de rezonanța purtătorilor elementari de moment magnetic din substanța feromagnetică, adică de rezonanța spinilor electronici. Acești spini, însă, nu for-

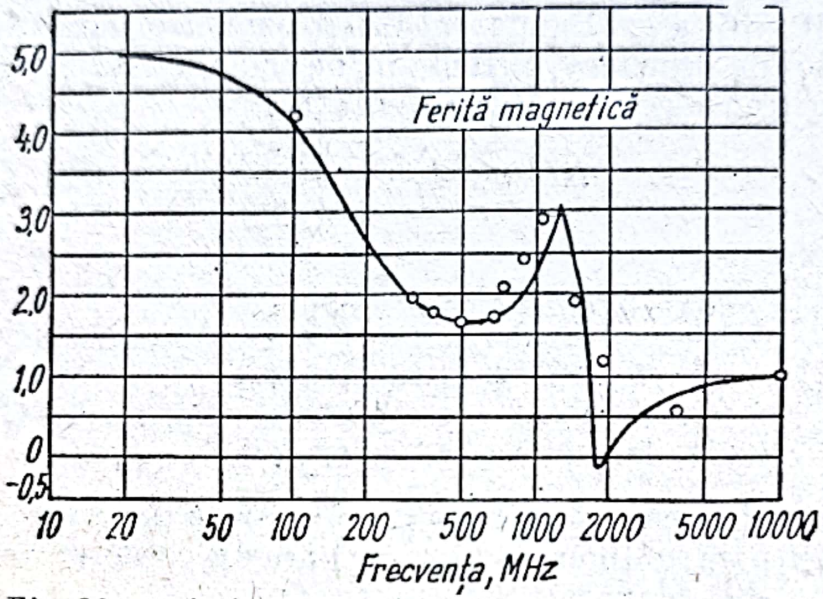


Fig. 98. Variația permeabilității magnetice (a părții reale) în funcție de frecvența cîmpului magnetic exterior.

mează un „gaz liber", deoarece se găsesc în cîmpuri interne electrice (de schimb) și magnetice (cîmp de anizotropie magnetică, cîmp de demagnetizare al suprafeței și cîmp magnetic de polarizare exterior) intense. Pentru prima dată, ideea rezonanței feromagnetice a fost enunțată, încă în anul 1913, de V. K. Arkadiev [411], în lucrarea lui fundamentală asupra electrodinamicii mediilor feromagnetice, în care a fost dezvoltată teoria clasică a acestui fenomen. Aprofundării, teoretice și experimentale, a acestui efect, îi sînt consacrate lucrările următoare ale lui Arkadiev [436][1], precum și lucrarea lui Dorfman [19]. Teoria fenomenului de rezonanță feromagnetică, cu considerarea structurii domeniilor de magnetizare spontană, a fost dată în lucrarea lui Landau și Lifșiț [212]. Rezonanța feromagnetică constituie, astăzi, obiectul unui studiu teoretic și experimental detaliat. Curbele de

[1]) Vezi, de asemenea, §§, 80, 81, 91 din vol. II al monografiei lui V. K. Arkadiev (408).

rezonanță experimentale au fost descoperite de Zavoiski [437] la nichel, aliaj fier-siliciu și aliaj alni. În fig. 99, se dă o curbă tipică de rezonanță trasată de Zavoiski pentru nichel. Pe axa ordonatelor, s-a trecut derivata absorbției (observată experimental) în raport cu cîmpul alternativ ($\lambda = 8{,}62$ cm), iar pe axa absciselor, cîmpul magnetic de polarizare constant. Vîrfuri de rezonanță analoge au fost observate și de Griffiths [438] [1]). Snoek [439] a descoperit rezonanța feromagnetică la ferite.

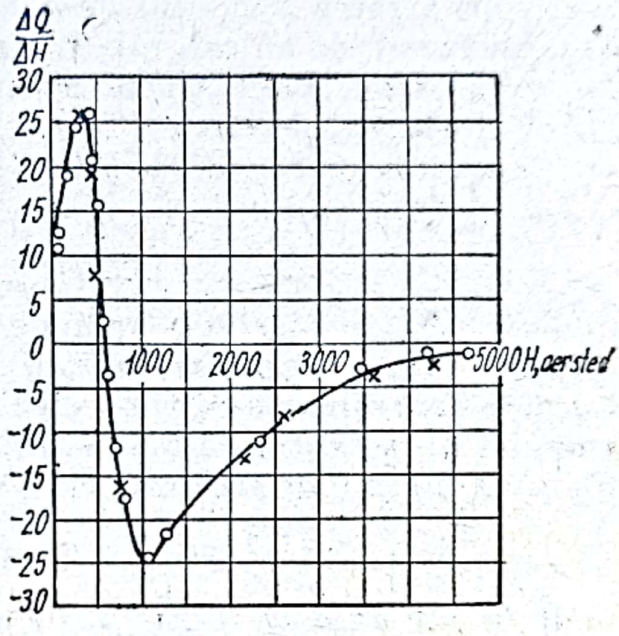


Fig. 99. Curba de rezonanță a nichelului (pentru derivata absorbției în raport cu cîmpul Zavoiski [437]).

Ideile lui Arkadiev, Dorfman și calculele lui Landau și Lifșiț au fost dezvoltate amănunțit, luînd în considerare noile fapte experimentate, de Kittel [440], pe baza teoriei macroscopice. Dacă momentele magnetice de spin ale electronilor corpului feromagnetic, care iau parte la magnetizarea de înaltă frecvență în prezența cîmpului magnetic constant de polarizare, H dirijat, de, pildă, în lungul axei z, n-ar fi suferit interacțiuni între ei, atunci, din ecuația

$$\dot{\vec{I}} = g_s' (\vec{I} \times \vec{H}), \qquad (16.33)$$

(cazul unui gaz paramagnetic ideal), ar rezulta imediat că pulsația de rezonanță pentru magnetizarea de înaltă frecvență în lungul axei x sau y ar fi

$$\omega_0 = g_s' H_s \qquad (16.34)$$

Aceasta ar însemna că, conform ecuației (16.33), la pulsația ω_0, din cîmpul de înaltă frecvență incident pe proba feromagnetică s-ar absorbi o energie maximă (dacă cîmpul constant ar fi

[1]) În literatura străină, lui Griffiths i se atribuie insistent prioritatea descoperirii rezonanței feromagnetice în corpurile magnetice, în ciuda faptului bine cunoscut că, în știința sovietică, lucrează în această problemă V. K. Arkadiev și școala lui, încă din anul 1913.

egal numeric cu raportul ω_0/g'_s). Dacă însă facem această ipoteză pentru raportul magnetomecanic g', se obține din experiență nu valoarea lui reală, dată de formula (1·3), ci o valoare vădit mai mare, de 6 — 10 ori. Kittel [440] a subliniat că momentele magnetice de spin ale electronilor în substanța feromagnetică sînt supuse unei serii de acțiuni. În primul rînd, trebuie să ținem seama de influența de demagnetizare a suprafețelor probei (considerarea cîmpului de demagnetizare $\vec{H}_\circ = -N\vec{I}$), iar în al doilea rînd, de anizotropia magnetică, în special, pentru probe monocristaline. Dacă ținem seama de aceste efecte în ecuația (16·33), atunci, pentru un monocristal la pulsația de rezonanță ω_0, obținem, în locul lui (16·34), următoarea expresie[1]):

$$\omega_0 = g'_s \{[H_z + (N_x - N_z) I_z + \varphi_1][H_z + (N_y - N_z) I_z + \varphi_2]\}^{1/2}, \qquad (16\cdot35)$$

unde N_x, N_y și N_z sînt factorii de demagnetizare pentru cîmpuri, respectiv, în lungul axelor x, y și z; φ_1 și φ_2 notațiile prescurtate ale expresiilor care țin seama de corecțiile datorite efectului energiei de anizotropie magnetică. Dacă planul xz coincide cu planul (*001*) al cristalului, rezultă că

$$\varphi_1 = \frac{2k_1}{I_s}\cos 4\theta, \quad \varphi_2 = \frac{k_1}{2I_s}(3 + \cos 4\theta), \qquad (16\cdot36)$$

unde θ este unghiul dintre axele z și [100]. Dacă însă planul xz coincide cu planul (011) [441, 442], rezultă că

$$\varphi_1 = \frac{k_1}{I_s}(2 - \sin^2\theta - 3\sin^2 2\theta);$$

$$\varphi_2 = \frac{2k_1}{I_s}(1 - 2\sin^2\theta - \frac{3}{8}\sin^2 2\theta), \qquad (16\cdot37)$$

unde θ este, iarăși, unghiul dintre axa z și [*100*]. Aceste corecții de anizotropie sînt suficient de precise, numai dacă cîmpul de magnetizare este destul de mare, astfel încît magnetizarea poate fi considerată aproximativ că coincide cu direcția H_z; în consecință, trebuie ca să fie satisfăcută inegalitatea $H_z \gg k/I_s$. Formula (16·35) pentru probe policristaline ($\varphi_1 \sim \varphi_2 \sim 0$) de diferite forme a fost verificată într-o serie de lucrări experimentale [443]. Marele

[1]) Aici se presupune că proba are forma unui elipsoid cu axele principale în lungul lui x; y și z și că dimensiunile ei sînt mici în comparație cu adîncimea de pătrundere a cîmpului de înaltă frecvență și cu lungimea de undă a cîmpului din material, astfel încît cîmpul alternativ este omogen în volumul probei și faza lui este acolo, practic, constantă.

succes al teoriei este nu numai faptul că ea prevede corect poziția maximelor de rezonanță, ci și faptul că ea ne dă o alură a curbelor de dispersie ale permeabilității, care concordă foarte exact cu experiența. Pentru determinarea formei acestor curbe, trebuie să dezvoltăm teoria, nu numai pentru oscilații libere, ci și pentru oscilații forțate, cînd în ecuația de mișcare (16·33), alături de forțele interioare, se ține seama și de cîmpul alternativ exterior de excitare $H_x = h_x^0 e^{i\omega t}$. Soluția ecuației va fi, în acest caz, după Kittel, următoarea:

$$I_x = \frac{\varkappa_0 H_x}{1-\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}, \tag{16.38}$$

unde

$$\varkappa_0 = \frac{I_z}{H_z + (N_x - N_z) I_z}. \tag{16.39}$$

Compararea formulei teoretice (16.38) cu cea experimentală presupune analiza unor măsurători efectuate cu ghiduri de undă, care se utilizează larg în tehnica măsurătorilor de radiofrecvență (v., de exemplu, [444]). Absorbția se determină, de obicei, pe baza măsurării absorbției Q a unei cavități oarecare într-un circuit rezonant. Fracțiunea Q, determinată de absorbția feromagnetică, este egală, conform teoriei ghidurilor de undă, cu $Q_0/\mu_r^{1/2}$, unde permeabilitatea „aparentă“ este legată de permeabilitatea complexă obișnuită $\mu - i\rho'$ [v. (16.5)] prin formula

$$\mu_r = (\mu^2 + \rho'^2)^{1/2} + \rho'. \tag{16·40}$$

Datorită existenței unei relații simple între absorbția Q, măsurată experimental, și μ_r, se construiesc, de obicei, curbele de rezonanță pentru μ_r în funcție de H_z, la o amplitudine și la o frecvență date ale cîmpului alternativ H_z. Dacă nu ținem seama de amortizare ($\rho' = 0$), avem

$$\mu_r = |\mu| = \left| 1 + \frac{2\pi\varkappa_0}{1-\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2} \right|.$$

După cum a arătat Jager, [443], din această formulă rezultă că curba $\mu_r(H_z)$ trebuie să aibă nu numai un maxim (cînd $\omega_0 = \omega$), ci și un minim la

$$\omega_{\min} = \omega_0 (1 + 4\pi\varkappa_0)^{1/2}.$$

În virtutea formulelor (16.39) și (16.35) (aceasta din urmă pentru $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$), avem

$$\nu_{min} = g'_s \sqrt{[H_z + (4\pi + N_x - N_z)I]\,[H_z + (N_y - N_z)I]}.$$

În cazurile cînd cîmpul de polarizare H_z și cîmpul de înaltă frecvență H_x sînt paralele cu suprafața probei, obținem

$$\omega_0 = g'_s (B_z H_z)^{1/2} \text{ și } \omega_{min} = g'_s B_z.$$

În experiențele cu frecvență constantă și H_z variabil, avem, în virtutea inegalității $B_z > (B_z H_z)^{1/2}$, $H_z(\omega_{min}) < H_z(\omega_0)$. În fig. 100, se compară curba teoretică $\mu_r(H_z)$ pentru o probă policristalină de supermalloy cu anizotropia magnetică aproape nulă, cu datele experimentale ale lui Jager [443]. S-a obținut o concordanță pe deplin satisfăcătoare între teorie și experiență. Discordanța se observă numai la vîrfurile curbei (la minim și la maxim). Aceste discordanțe sînt legate de faptul că, pînă astăzi, nu s-a putut lua în considerare în mod riguros în teorie efectul de amortizare care determină lărgimea liniilor de rezonanță (v. mai jos).

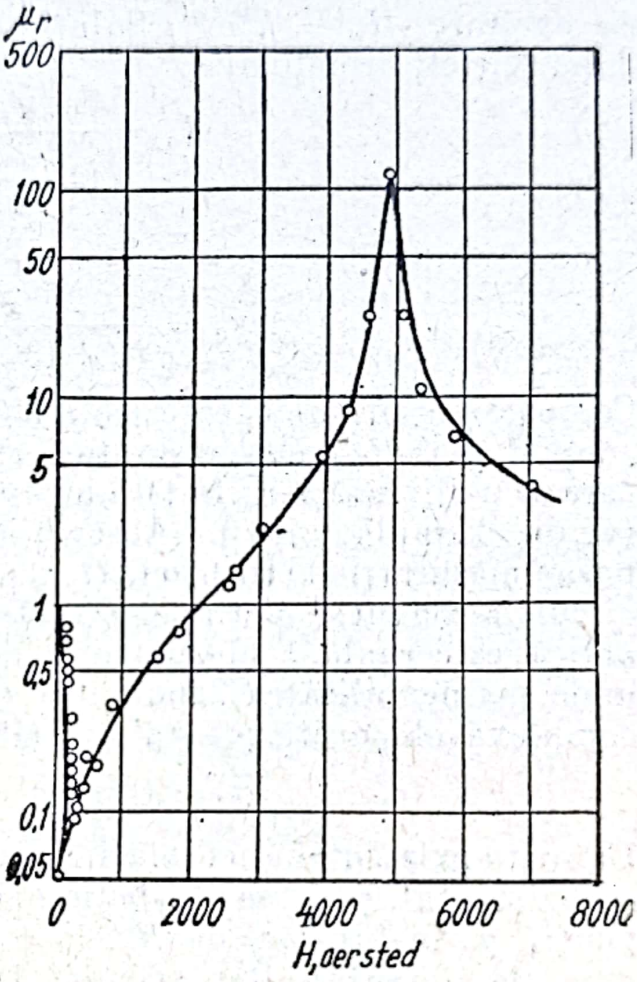


Fig. 100. Curba de rezonanță a variației permeabilității magnetice efective μ_r a supermalloyului în funcție de intensitatea cîmpului magnetic H_z de polarizare, la o frecvență constantă a cîmpului alternativ ($\nu = 23{,}9$ MHz).

După cum am arătat mai sus (v. 16.35), pulsația de rezonanță, în cazul monocristalelor, trebuie să fie anizotropă. Experiențele lui Kip și Arnold [445] au confirmat formulele teoretice pentru monocristale de aliaj fier-siliciu. Stabilirea acestei relații ne dă o nouă metodă de determinare a constantei de anizotropie magnetică, pe baza măsurării frecvenței de rezonanță. În particular, Bickford [441] a determinat pe

această cale variația cu temperatura a constantei de anizotropie magnetică k_1 pentru magnetită (fig. 101).

Afară de calculele clasice ale lui Kittel [440], o serie de autori au efectuat calcule cuantice [442, 446, 448], care au confirmat și, prin aceasta, au justificat calculele clasice. În locul operatorului energiei interacțiunii electrostatice (de schimb) (13.3), se pleacă, în cazul de față, de la operatorul energiei

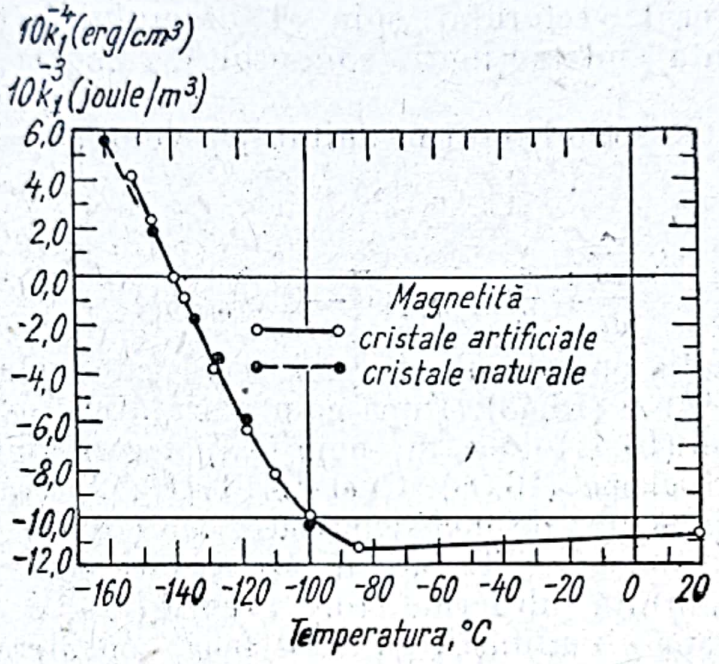


Fig. 101. Variația cu temperatura a constantei de anizotropie magnetică a magnetitei, determinată din măsurătorile de rezonanță feromagnetică.

forțelor magnetice, care se compune din două părți: operatorul energiei față de cîmpul magnetic exterior

$$\hat{H}_{\text{ex}} = Hg\mu_B \sum_q \hat{\sigma}_{zq}, \tag{16.41}$$

unde g este raportul magnetomecanic, iar $\hat{\sigma}_{zq}$ operatorul componentei z a spinului atomului q (în unități $\hbar$), și operatorul interacțiunii magnetice interioare a forțelor dipolare

$$\hat{H}_{\text{dip.}} = \sum_{q>q'} D_{qq'} [\hat{\sigma}_q \cdot \hat{\sigma}_{q'} - 3R_{qq'}^{-2} (R_{qq'} \cdot \hat{\sigma}_q)(R_{qq'} \cdot \hat{\sigma}_{q'})] \tag{16.42}$$

și al forțelor (cuadripolare) spin-orbită

$$\hat{H}_{\text{sp. orb}} = \sum_{q>q'} K_{qq'} R_{qq'}^{-4} (\hat{\sigma}_q \cdot R_{qq'})^2 (\sigma_{q'} \cdot R_{qq'})^2, \qquad (16.43)$$

unde $D_{qq'} = g^2\mu_B^2/R_{qq'}^3$, q și q' sînt numerele de ordine ale nodurilor rețelei cristaline, $R_{qq'}$ este distanța dintre nodurile q și q', $\hat{\vec{\sigma}}_q$ operatorul vectorului spin al atomului q (în unități $\hbar$), $K_{qq'}$ constanta interacțiunii spin-orbită. Ecuația cuantică a mișcării pentru spinul total în unitate de volum $\hat{\vec{\sigma}} = \sum \hat{\vec{\sigma}}_q$, este de forma

$$\frac{d\hat{\vec{\sigma}}}{dt} = \frac{i}{\hbar}(\hat{H}_{\text{magn}}\hat{\vec{\sigma}} - \hat{\vec{\sigma}}\hat{H}_{\text{magn}}); \qquad (16.44)$$

aici $\hat{H}_{\text{magn.}}$ este operatorul energiei, egal cu suma expresiilor (16.41), (16.42) și (16.43). După cum a arătat Van Vleck, rezolvarea ecuației (16.44) duce, în anumite ipoteze simplificatoare[1]), la rezultatul clasic (16.35). Operatorul (16.42) ține seama de influența cîmpurilor de demagnetizare, iar (16.43) de influența anizotropiei magnetice. Trebuie de altfel, observat că operatorul energiei spin-orbită sub forma (16.43) reprezintă o aproximație foarte grosolană a realității. În acest sens, considerarea fenomenologică a influenței anizotropiei magnetice, efectuată de Kittel în deducerea lui (16.35), prezintă un avantaj apreciabil datorită „universalității sale termodinamice". Totodată, pentru a clarifica trăsăturile amănunțite ale fenomenului de rezonanță feromagnetică ,trebuie, desigur, să dezvoltăm o teorie microscopică care să țină seama mai riguros de interacțiunea magnetică a electronilor feromagnetici.

În legătură cu problema rezonanței feromagnetice, s-a pus cu totul altfel problema raportului magnetomecanic g (factorul Landé, v. § 8 și 9) pentru substanțele feromagnetice. Importanța acestei probleme în teoria feromagnetismului este legată de faptul că rezolvarea ei ne permite să facem anumite afirmații cu

[1]) Și anume, neglijînd operatorii de tipul $\hat{\sigma}_{xq}\ \hat{\sigma}_{yq'}$, față de $\hat{\sigma}_{xq}\ \hat{\sigma}_{zq'}$, întrucît spinii sînt orientați mai ales în lungul axei z; iar în ultimul produs $\hat{\sigma}_{zq'}$ se înlocuiește prin valoarea medie $I/(g\mu_B N)$, unde N este numărul de noduri pe cm³.

privire la natura purtătorilor elementari de moment magnetic în substanțele feromagnetice. După cum am menționat de nenumărate ori mai sus, una dintre metodele de determinare a raportului magnetomecanic, sînt așa numitele experiențe giromagnetice (mai amănunțit, v., de exemplu, [132]). În aceste experiențe, raportul magnetomecanic se determină din ecuația

$$g_{\text{giro}} \frac{e}{2mc} = \frac{\Delta I}{\Delta \mathfrak{M}}, \tag{16.45}$$

unde I este magnetizarea, iar $\mathfrak{M}$ momentul cinetic în unitatea de volum. În virtutea legii de conservare a momentului cinetic, variația totală $\Delta\mathfrak{M} = 0$, adică $\Delta\mathfrak{M}_{\text{tot}} = \Delta(\mathfrak{M}_{\text{ret}} + \mathfrak{M}_{\text{spin}} + \mathfrak{M}_{\text{orb}}) = 0$. Experimental, se observă $\Delta\mathfrak{M}_{\text{ret}} = -\Delta(\mathfrak{M}_{\text{spin}} + \mathfrak{M}_{\text{orb}})$, unde $\mathfrak{M}_{\text{spin}}$ și $\mathfrak{M}_{\text{orb}}$ sînt, respectiv, momentele mecanice de spin și orbital. Exact la fel

$$\Delta I_{\text{tot}} = \Delta(I_{\text{ret}} + I_{\text{spin}} + I_{\text{orb}}),$$

însă, în acest caz, $I_{\text{ret}} \approx 0$. După cum se știe (v. § 1), pentru cazul spinilor liberi, avem

$$g_{\text{giro el}} = 2$$

și pentru „orbite"

$$g_{\text{giro orb}} = 1.$$

În corpuri feromagnetice, alături de momentele magnetice de spin, în magnetizare figurează, într-o fracțiune mică, și momentele orbitale. De aceea, putem presupune aproximativ că

$$\mathfrak{M}_{\text{orb}} = \varepsilon \mathfrak{M}_{\text{spin}},$$

unde ε este un parametru mic ($\varepsilon \ll 1$). În felul acesta, din (16.45), obținem, în primă aproximație, cu aproximația termenilor de ordinul lui ε,

$$g_{\text{giro}} \cong 2 - \varepsilon. \tag{16.46}$$

În experiențele de rezonanță feromagnetică, determinînd experimental pulsația de rezonanță ω_0, putem determina și raportul magnetomecanic, cu ajutorul formulelor de tipul

$$\hbar\omega_0 = g_{\text{sp}} \mu_B H_{\text{ef}}, \tag{16.47}$$

unde H_{ef} este cîmpul efectiv care acționează asupra momentelor de precesie, iar raportul magnetomecanic g_{sp}, spre deosebire de

g_{giro}, se numește factor de scindare spectroscopică. În acest caz, obținem, de asemenea,

$$g_{sp}\frac{e}{2mc}=\frac{\Delta I}{\Delta \mathfrak{M}}.$$

După cum au arătat, pentru prima dată, Polder [448], Kittel [447] și Van Vlek [442], numai în acest caz $g_{sp}\neq g_{giro}$. Și anume, din legile generale ale mecanicii cuantice, avem $\Delta\mathfrak{M}_{tot}=\hbar$; cu ajutorul funcțiilor de undă de aproximația întîia, ținînd seama de interacțiunea spin-orbită ca perturbație, putem găsi

$$\Delta\mathfrak{M}^{z}_{spin}=\hbar \text{ și } \Delta\mathfrak{M}^{z}_{orb}=\varepsilon\hbar,$$

de aceea, $\Delta\mathfrak{M}^{z}_{tot}=\mathfrak{M}^{z}_{spin}$ și, prin urmare,

$$g_{sp}\frac{e}{2mc}\cong\frac{\Delta(I_{spin}+I_{orb})}{\Delta\mathfrak{M}_{spin}},$$

și, deoarece $I_{orb}=\varepsilon I_{spin}$, avem

$$g_{sp}\cong 2+\varepsilon. \tag{16.48}$$

Din compararea lui (16.47) cu (16.48), găsim relația teoretică dintre factorul de scindare spectroscopică și raportul magnetomecanic:

$$g_{sp}-2\cong 2-g_{giro}. \tag{16.49}$$

Experiențele confirmă calitativ această relație. În tabela XX, sînt reproduse datele experimentale cu privire la măsurările lui g_{giro} și g_{sp} pentru diferite substanțe feromagnetice.

Tabela XX

Compararea factorilor de scindare spectroscopică g_{sp} și a raportului magnetomecanic g_{giro} pentru diferite substanțe feromagnetice

Substanța	g_{sp}.	g_{giro}.
Nichel	2,2	1,92
Cobalt	2,22	1,87
Fier	2,12—2,17	1,93
Magnetită	2,20	1,93
Aliaj Heusler	2,01	2,00
Permalloy	2,07—2,14	1,91
Supermalloy	2,12—2,20	—

Scanned with OKEN Scanner

Compararea amănunțită a datelor din tabela XX cu formula (16.49) ne arată că, de obicei, $(g_{sp} - 2) > (2 - g_{giro})$. Mărimea ε, care, după Kittel și Van Vleck determină fracțiunea de moment orbital care intră în magnetizarea totală a corpului feromagnetic, poate fi exprimată prin formula

$$\varepsilon = -c\frac{\lambda_{s.o}}{\Delta}, \qquad (16.50)$$

unde c este o constantă numerică de ordinul lui 1, $\lambda_{s.o}$ constanta cuplajului spin-orbită și Δ scindarea nivelelor energetice ale ionului, care se produce în cristal. Constanta cuplajului spin-orbită poate fi și pozitivă, și negativă. Kittel crede că $\lambda_{s.o} > 0$ pentru ionii metalelor de tranziție la care banda $3d$ este ocupată mai puțin decît pe jumătate și că $\lambda_{s.o} < 0$, dacă ea este ocupată mai mult decît pe jumătate. În consecință, conform acestei ipoteze, $\lambda_{s.o} < 0$ pentru toate substanțele date în tabela XX. În cazul aliajului Heusler (Cu_2AlMn), $g_{sp} \sim g_{giro} \sim 2$. Dacă presupunem că feromagnetismul se datorește ionilor Mn^{++}, rezultă de aici că ei au banda electronică $3d$ ocupată pe jumătate. Folosind modelul de schimb s-d al corpului feromagnetic (v. § 13 c)), care ține seama de acțiunea de schimb dintre electronii de conductibilitate și de feromagnetism, putem explica calitativ nerespectarea formulei teoretice (16.49). În locul lui (16.48), avem

$$g_{sp} \simeq 2 + \varepsilon - \frac{b}{2},$$

și, în locul lui (16.46),

$$g_{giro} \simeq 2 - \varepsilon + b,$$

unde b este o mărime ce depinde de integrala de schimb a modelului s-d (v. § 13. c)) și de magnetizarea spontană. Dacă $\varepsilon > 0$, $b > 0$ și $|b| < |a|$, atunci

$$(g_{sp} - 2) > (2 - g_{giro}).$$

Teoria rezonanței feromagnetice a întîmpinat o mare dificultate în încercarea de a explica legile lărgimii liniilor de rezonanță (prin lărgimea liniei spectrale se înțelege, în cazul de față distanța $\Delta\omega$ în scara frecvențelor pentru $H_z = \text{const}$, sau în scara cîmpurilor pentru $\omega = \text{const}$, măsurată între două puncte situate de ambele părți ale vîrfului de rezonanță, la jumătate din înălțimea lui). Această lărgime este foarte mare ($\Delta\omega \sim 10^9 - 10^{10}\ s^{-1}$; $\Delta H_z \sim 10^2 - 10^3$ oersted). Bloembergen [449] a

studiat experimental dependența de temperatură a factorului g_{sp} și lărgimea liniei de rezonanță pentru nichel și supermalloy, de la 28°C pînă la punctele Curie (358°C, la nichel, și 400°C, la supermalloy). Forma curbelor de rezonanță pentru supermalloy este dată în fig. 102, iar curbele variației cu temperatura a lărgimii liniilor pentru nichel și supermalloy sînt date în fig. 103. În punctul Curie, nu s-a observat nici o anomalie și curbele $\Delta\omega(T)$

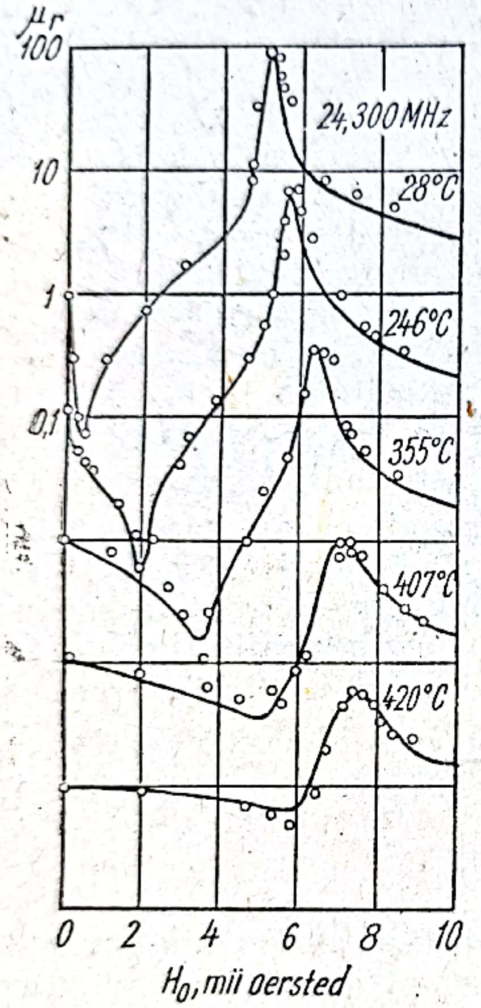


Fig. 102. Curbele de rezonanță ale permeabilității magnetice efective μ_r a supermalloyului, în funcție de intensitatea cîmpului magnetic constant H_0 de polarizare, la o frecvență constantă a cîmpului de radiofrecvență ($\nu = 24,300$ MHz) și la diferite temperaturi.

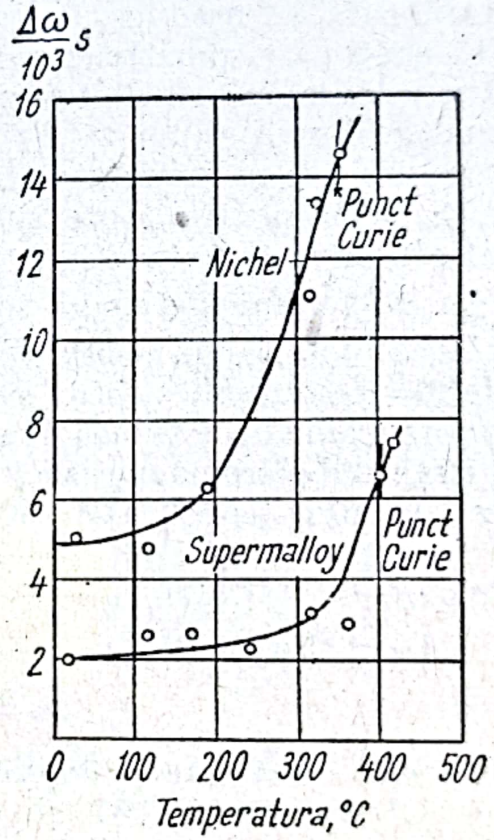


Fig. 103. Variația cu temperatura a lărgimii liniilor de rezonanță la nichel și la supermalloy.

creșteau monoton, o dată cu creșterea temperaturii. Este esențial faptul că, din curbele fig. 103, se vede cum lărgimea liniilor tinde către o valoare „remanentă" constantă, la 0°K. Factorul g_{sp} s-a găsit, practic, independent de temperatură, cu o precizie pînă la 2%. Calculul relaxării spin-spin și spin-rețea, efectuat

de Ahiezer [161], bazat pe considerarea interacțiunii dipolare magnetice (16.42) dintre electronii feromagnetici, ne dă *frecvențe de relaxare* (inversele *timpurilor de relaxare*) mult mai mici decît cele observate și o variație cu temperatura a lărgimii liniilor de rezonanță, alta decît cea dată de experiență.

Kittel și Herring [450] au atras atenția asupra faptului că, în măsurătorile de radiofrecvență, datorită efectului curenților turbionari care produc neomogenitatea magnetizării, operatorul energiei interacțiunii de schimb (13.3) nu comută cu magnetizarea neomogenă $(\sum_{qx} \hat{S}_q e^{-kz})$. Aceasta duce la fenomenele de relaxare la rezonanță. Lărgimea calculată a liniei [450] este mult mai mică (de 10 ori) decît cea observată experimental.

Este posibil ca fenomenele de relaxare observate să fie determinate de interacțiunea dintre electronii *s* și *d* (v. § 13, c)), precum și de forțele de schimb anizotrope de natură magnetică. Pînă astăzi, aceste probleme nu și-au găsit încă rezolvarea.

Fenomenul de rezonanță la microunde s-a observat și în corpuri antiferomagnetice [451].

b) Viscozitatea magnetică. Încă de mult, în cercetările fenomenelor feromagnetice, s-a descoperit fenomenul de acțiune magnetică întîrziată sau *viscozitate* magnetică [452, 453]. La prima vedere, s-ar părea că acțiunea magnetică întîrziată se datorește curenților turbionari. În adevăr, stadiul inițial al descreșterii în timp a magnetizării este, după cum au arătat cercetările minuțioase ale lui Vvedenski [454], determinat, în special, de curenții turbionari (de exemplu, în sîrme groase). Telesnin [455—457] a studiat fenomenul de acțiune magnetică întîrziată pe porțiunile din curba de magnetizare a fierului, corespunzătoare permeabilității maxime. El a elaborat o metodă originală de măsură, care garanta posibilitatea de a observa variații ale magnetizării în decursul unor intervale de timp foarte scurte ($\sim 10^{-6}$ s). Mitkevici [458] a efectuat, într-o serie de lucrări, un studiu amănunțit al acțiunii magnetice întîrziate în corpurile feromagnetice. Ea a arătat în mod convingător că efectele de acțiune întîrziată nu pot fi complet explicate numai prin acțiunea de întîrziere a curenților turbionari. Alături de aceasta, joacă un rol esențial o „viscozitate magnetică" specială, a cărei natură este legată de procesele de magnetizare tehnică. La aceleași concluzii, au dus și lucrările lui Telesnin. În fig. 104, este reprezentată curba descreșterii în timp a magnetizării (în unități convenționale)

într-un aliaj fier-nichel, după măsurătorile lui Telesnin [456]. Curba *b* din fig. 104 corespunde cazului cînd variația magnetizării este produsă numai de acțiunea de întîrziere a curenților turbionari. Această curbă a fost calculată după teoria lui Vvedenski [454]. Telesnin și colaboratorii săi [455] au studiat, de asemenea, viscozitatea nichelului în funcție de deformația materialului. Studiind viscozitatea magnetică în sîrme alungite de aliaje fier-nichel (cu 43% și 78,5% nichel), Telesnin [456] a descoperit

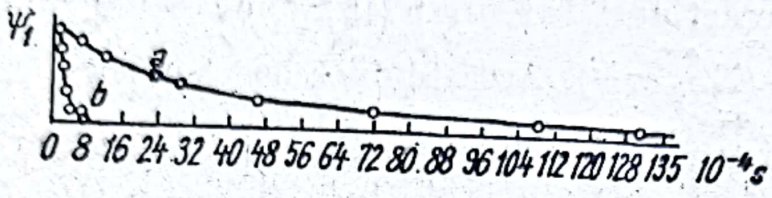


Fig. 104. Curba observată a descreșterii în timp a magnetizării (Ψ_1 este în unități convenționale) la aliajul fier-nichel (curba *a*). Curba *b* ne dă mersul acestei descreșteri, dacă ea ar fi determinată în întregime de acțiunea curenților turbionari.

un nou fenomen: salturile întîrziate ale magnetizării, care se pot produce după intervale de timp pînă la 5 minute după terminarea descreșterii principale a magnetizării (după scurgerea timpului de relaxare). Acest fenomen este legat de faptul că, sub acțiunea tensiunilor elastice exterioare aplicate, apar în material stări instabile (metastabile) ale straturilor de frontieră dintre domeniile feromagnetice, care încep să se deplaseze după ce dispare mica barieră de potențial care reține frontiera în poziția de minim relativ al energiei libere.

Richter [459] a descoperit o dependență foarte pronunțată a acțiunii magnetice întîrziate de temperatură. Studiind proprietățile magnetice variabile cu timpul ale unui material magnetic moale (fier carbonil), el a descoperit că, la temperatura de —12°C, descreșterea magnetizării continuă timp de 10 minute, iar la +100°C, întregul efect al acțiunii magnetice întîrziate se încheie după 10^{-2} s.

Dependența pronunțată de temperatură a viscozității magnetice cu aceleași timpuri de relaxare ca și pentru acțiunea mecanică întîrziată în același material ne permite să emitem ipoteza că aceste două fenomene sînt strîns legate între ele. În magnetizarea corpului feromagnetic, în domeniul cîmpurilor slabe (unde, de regulă, se observă viscozitatea magnetică), avem în special

procese de deplasare a frontierelor dintre domeniile de magnetizare spontană. La deplasarea frontierei, datorită fenomenului de magnetostricțiune, apar tensiuni interne. Distribuția lor de echilibru nu se stabilește dintr-odată, ci cu viteză finită, datorită acțiunii mecanice întîrziate. În materialele mai plastice, cu un timp de relaxare mare pentru acțiunea mecanică întîrziată, trebuie să ne așteptăm și la o acțiune magnetică întîrziată mai intensă. În acest caz, asupra schimbării condițiilor de echilibru ale frontierelor dintre domeniile feromagnetice pot exercita o influență procese ca difuzia adaosurilor, descompunerea soluțiilor solide, fenomenul de ordonare a atomilor în rețeaua cristalină a aliajelor etc.

Fenomenul de acțiune magnetică întîrziată poate duce nu numai la o variație în timp a magnetizării corpului feromagnetic „vîscos", ci și la o variație a caracterului proceselor de magnetizare. Aceasta se manifestă cel mai clar în așa numitul fenomen al *descreșterii permeabilității magnetice*.

Snoek [460] a dezvoltat teoria fenomenologică a descreșterii în timp a permeabilității (în care el postulează existența timpului de relaxare, fără a-l lega de parametrii magnetici și mecanici ai cristalului), bazîndu-se pe ipoteza legăturii acestui fenomen cu acțiunea elastică întîrziată. Frontierele dintre domeniile feromagnetice, după demagnetizare, nimeresc în anumite locuri „proaspete" ale rețelei cristaline a metalului. Din cauza neomogeneității magnetizării, în aceste straturi de frontieră, apar gradienți importanți ai tensiunilor de magnetostricțiune. După cum a arătat Gorski [461], în aceste locuri ale cristalului cu gradienți mari ai tensiunilor, trebuie să se desfășoare o difuzie apreciabilă a adaosurilor din cristal. Această difuzie produce o redistribuție a tensiunilor interne, și ne putem aștepta ca frontiera dintre domeniile feromagnetice să-și „sape" cu timpul o „groapă de potențial" mai adîncă. Pentru deplasarea frontierei din această „groapă", sînt necesare cîmpuri mai mari, ceea ce duce la o micșorare a permeabilității în timp.

Snoek (v. [178, 464]) a propus o teorie generală a acțiunii magnetice întîrziate, care ne dă posibilitatea să ținem seama într-o schemă unică, atît de variația în timp a magnetizării, cît și de descreșterea în timp a permeabilității. După Snoek, efectele variabile în timp în corpul feromagnetic pot fi împărțite convențional în efecte ionice și electronice. Primele sînt legate de schimbările de structură în rețeaua cristalină, iar celelalte, de redistribuția densității electronice a electronilor $3d$ și $4s$.

Ianus și Drojjina [462] au studiat descreșterea în timp a permeabilității într-un material tehnic important: fierul-siliciu. Ei au descoperit că tratamentul termic de rafinare a acestui material nu a slăbit descreșterea în timp a permeabilității, spre deosebire de teoria și experiențele lui Snoek [460] cu fierul carbonil, unde un tratament analog (recoacere în hidrogen și apoi în vid) a distrus complet descreșterea în timp. Afară de aceasta, curbele obținute în experiențele lui Ianus și Drojjina nu coincid totdeauna cu curbele teoretice ale lui Snoek. Aceasta ne arată că actuala teorie a descreșterii în timp a permeabilității necesită precizări.

Un efect puternic al descreșterii în timp a permeabilității se observă în magnetită. După cum au arătat experiențele lui Ianuș Șur, Drujinin și Viuhina [463], acest caz este, în general, cuprins în teoria lui Snoek. Snoek [178] a observat timpuri de relaxare foarte mari pentru descreșterea în timp a permeabilității în feritele mixte de mangan-zinc. Existența unui efect mare la temperaturi joase, cînd nu au loc practic procese de difuzie ale ionilor, ne sugerează ideea că acest efect al acțiunii magnetice întîrziate este determinat de o restructurare a densității electronice. Pînă în prezent, nu există, însă, date experimentale destul de amănunțite cu privire la studiul efectelor variabile ale viscozității magnetice în ferite. Street și Woolley [465] au propus o teorie formală a viscozității magnetice, presupunînd că ea este legată de procesele energetice de activare. La un anumit stadiu al magnetizării corpului feromagnetic, care urmează după variația bruscă a cîmpului magnetizant, vectorii magnetizării spontane a unui număr de domenii feromagnetice se găsesc într-o stare „metastabilă". Sub influența fluctuațiilor termice, aceste domenii feromagnetice trec din starea metastabilă într-o stare stabilă din punct de vedere termodinamic, fapt care duce la variația în timp a magnetizării rezultante. Creșterea ΔI a magnetizării în funcție de timpul t este dată de formula

$$\Delta I(t) = \bar{i} f_0(E) kT \ln t, \tag{16.51}$$

unde $\bar{i}$ este variația medie a magnetizării la o fluctuație individuală într-un singur domeniu feromagnetic, iar $f_0(E)$ funcția de distribuție la momentul inițial a numărului de domenii feromagnetice după energia de activare E, necesară pentru schimbarea magnetizării lor. Pentru viteza de variație a magnetizării, se obține formula

$$\frac{dI}{dt} = \frac{\bar{i} f_0(E) kT}{t} (1 - e^{-ct}). \tag{16.52}$$

Această schemă formală a fost folosită de Street și Woolley pentru explicarea fenomenelor de viscozitate magnetică în aliajul cu forță coercitivă mare alnico[1]) și în ferite. Teoria lor are, însă, același caracter formal ca și teoria amintită mai sus a lui Snoek și, de aceea, nu explică mecanismul fizic al fenomenului.

Telesnin [466] a arătat că, din (16.51) și (16.52), rezultă relația descoperită experimental de el mai înainte [455, 457], între timpul de relaxare τ al viscozității magnetice și susceptibilitatea diferențială $\varkappa_d$ și care este de forma

$$\tau = A \frac{\varkappa_d}{T}, \tag{16.53}$$

unde T este temperatura absolută, iar A o constantă. Astfel, potrivit formulei (16.53), timpul de relaxare este direct proporțional cu $\varkappa_d$ și invers proporțional cu temperatura. Această relație a fost numită de Telesnin *prima regulă a viscozității magnetice*.

Măsurătorile [466] pe probe de nichel cu valori $\varkappa_d$ net diferite și la T = const au arătat că coeficientul A (coeficientul de viscozitate magnetică) rămîne aproximativ constant. Dacă, însă, variem tensiunile elastice, mărimea A se schimbă, fapt legat, probabil, de variația funcției de distribuție $f_0(E)$ din (16.52), care intră în expresia lui A.

Afară de aceasta, Telesnin a descoperit că τ nu depinde de variația ΔH a cîmpului magnetic, care are loc înainte de măsurătoare, ci depinde în întregime de starea finală a corpului feromagnetic. Acest fapt experimental a fost numit de Telesnin *a doua regulă a viscozității magnetice*. Abateri de la această regulă se observă numai la valori mici ale lui ΔH.

Studiul dependenței de temperatură a lui τ în lucrările lui Telesnin și Kuriția [467] a arătat că, pentru nichel, în intervalul de temperaturi de la 86 la 615°K (adică aproape pînă la punctul Curie), coeficientul de viscozitate A este constant într-un mod destul de satisfăcător. În cazul cobaltului și al fierului însă, măsurătorile lui Kuriția [470] au arătat că formula (16.53) este satisfăcută numai la temperaturi joase. La temperaturi înalte, se observă o împrăștiere apreciabilă a mărimilor A.

Telesnin [468], studiind viscozitatea magnetică a aliajului feromagnetic Ni_3Mn, precum și o serie de aliaje cu forța coerci-

---

[1]) Autorii englezi amintiți trec sub tăcere, în studiile lor asupra viscozității magnetice, cercetările lui E. I. Kondorski și M. Bulgakov [401, 402], publicate înainte.

tivă mare (wicalloy, alnico și magnico), a descoperit pentru ramura descrescătoare a ciclului de hystersis (între I_r și $I=0$) valori foarte mari pentru timpul de relaxare: pînă la 180 s, în aliajul parțial ordonat Ni_3Mn. Telesnin a numit această viscozitate anomal de mare „supraviscozitate"; el presupune că acest fenomen este determinat de cinetica proceselor de ordonare în aceste aliaje feromagnetice.

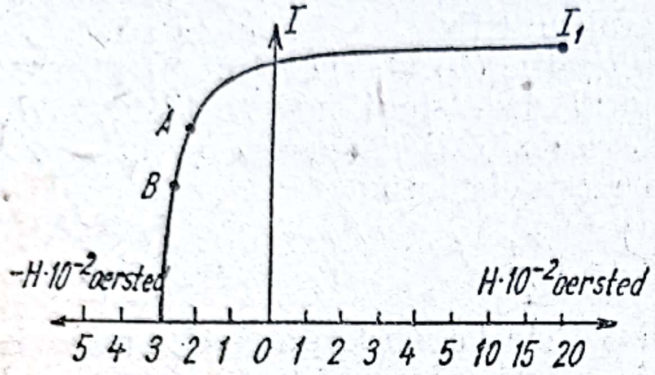


Fig. 105, a. În legătură cu noua metodă de determinare a supraviscozității magnetice (după Telesnin).

Pentru studiul viscozității, Telesnin [468] a elaborat o nouă metodă care ține seama de faptul că curba descreșterii magnetizării într-un punct oarecare B al curbei de magnetizare (fig. 105 a) depinde de timpul de măsurare în punctul precedent în care măsurăm pe A (fig. 105 b).

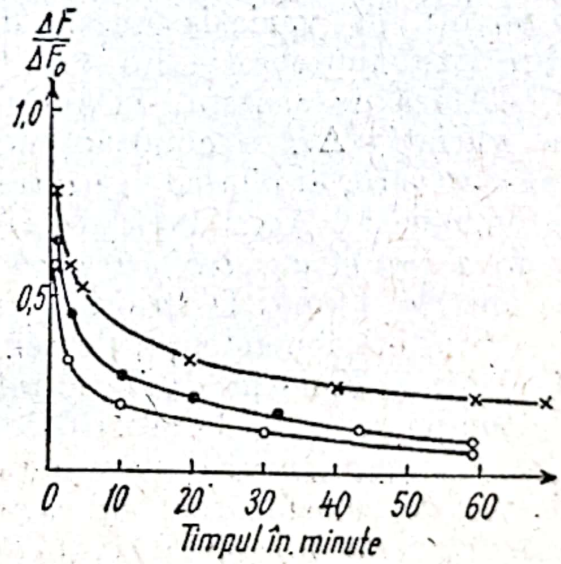


Fig. 105, b. În legătură cu noua metodă de determinare a supraviscozității magnetice (după Telesnin).

Neel [471] a deszvoltat teoria acțiunii magnetice întîrziate pentru cazul cîmpurilor slabe (domeniul lui Rayleigh), mai mici decît forța coercitivă. La baza teoriei, s-a pus ipoteza că fluctuațiile termice permit straturilor de frontieră dintre domeniile feromagnetice să învingă obstacolele caracterizate de cîmpul critic H_k, sub acțiunea cîmpului exterior H, mai mic decît H_k. Acțiunea fluctuațiilor termice este, în general, echivalentă cu acțiunea unui cîmp magnetic alternativ amortizat. Pe baza acestor ipoteze s-au obținut formule pentru o serie de mărimi magnetice (dependența permeabilității inițiale și a magnetizării remanente de cîmpul exterior H, de timpul t, precum și de încălzirea probei, pînă la o anumită temperatură T). Se deduc expresiile pentru suscep-

tibilitatea reversibilă, pentru pierderile în cîmpuri magnetice slabe (aternative) etc. Experiența [472] a confirmat calitativ concluziile fundamentale ale teoriei lui Neel.

§ 17. INFLUENȚA MAGNETIZĂRII SPONTANE ASUPRA PROPRIETĂȚILOR NEMAGNETICE ALE MATERIALELOR FEROMAGNETICE

După cum am amintit în § 12, existența magnetizării spontane I_s în corpurile feromagnetice se manifestă nu numai în comportarea lor magnetică specifică; în general, datorită existenței lui I_s, toate proprietățile substanțelor feromagnetice diferă, într-o măsură sau alta, de proprietățile substanțelor neferomagnetice. În particular, am examinat mai sus (§ 12) așa-numita anomalie feromagnetică a căldurii specifice în vecinătatea temperaturii de transformare feromagnetică. Este esențial să subliniem că toate aceste particularități, care caracterizează feromagnetismul se manifestă independent de starea magnetică exterioară a substanței feromagnetice (adică ele există atît în stare demagnetizată cît și în stare magnetizată). Anomaliile feromagnetice se manifestă cel mai clar în proprietățile termice, mecanice (elastice), galvanomagnetice și optice.

a) Proprietățile termice. Variațiile energiei termice, care însoțesc procesele de magnetizare și remagnetizare a substanțelor feromagnetice, pot fi atît reversibile, cît și ireversibile. Din considerații termodinamice generale, rezultă că, într-un corp feromagnetic, în cazul magnetizării lui adiabatice, are loc o variație reversibilă de temperatură *(efectul magneto-caloric)*. Acest efect a fost descoperit de Weiss [473]. Variația energiei libere, în cazul magnetizării reale, este

$$dF_0 = HdI_s;$$

de aceea, densitatea de entropie corespunzătoare acestei părți a potențialului termodinamic este

$$S_0 = -\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_H = -H\left(\frac{\partial I_s}{\partial T}\right)_H. \qquad (17.1)$$

În conformitate cu (14.5), energia liberă de anizotropie magnetică ne dă, pentru entropie, expresia

$$S_{\text{aniz}} = -\left(\frac{\partial F_{\text{aniz}}}{\partial T}\right)_H = -\left(\frac{\partial k}{\partial T}\right)_H \sum \alpha_i^2 \alpha_k^2. \qquad (17.2)$$

Pe de altă parte, variația entropiei este dată de egalitatea

$$\Delta S = C_{p,H}\left(\frac{\Delta T}{T}\right); \tag{17.3}$$

De aceea, alegînd drept variabile independente H, p, α_i, pentru cîmpuri intense (unde $I \sim I_s$), obținem din (17.1) — (17.3),

$$\Delta T = -\frac{T}{C_{p,H}}\left(\frac{\partial I}{\partial T}\right)_H \Delta H - \frac{T}{C_{p,H}}\left(\frac{\partial k}{\partial T}\right)_H \Delta \sum \alpha_i^2 \alpha_k^2 = \\ = \Delta T_w + \Delta T_{aniz}. \tag{17.4}$$

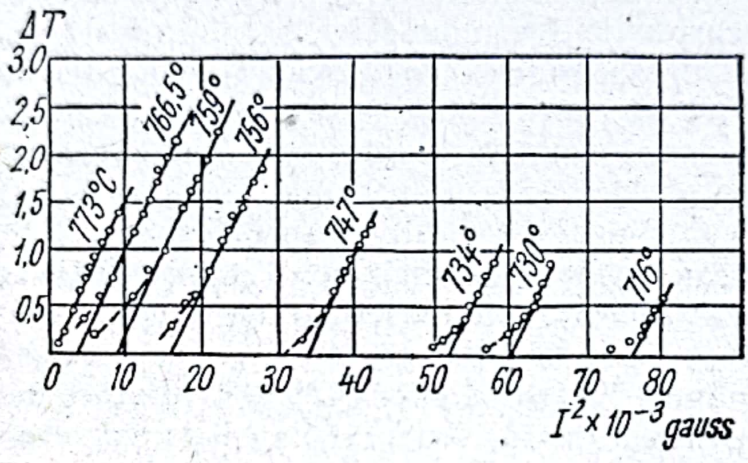


Fig. 106. Determinarea magnetizării spontane, pe baza măsurărilor efectului magnetocaloric $\Delta T = f(I^2)$.

Weiss a studiat efectul magnetocaloric la temperaturi apropiate de punctul Curie (ΔT_w). Acest studiu a dat, pentru prima dată, posibilitatea să se determine variația cu temperatura a magnetizării spontane. Într-adevăr, din (17.4), putem obține dependența lui ΔT_w de I, și anume, la $T < \Theta_f$, avem

$$\Delta T_w = \frac{\mathfrak{N}}{C_{I,p}}\left(I^2 - I_s^2\right), \tag{17.5}$$

unde I este magnetizarea rezultantă măsurată, iar I_s este partea ei spontană ($I > I_s$). În fig. 106, sînt date curbele experimentale $\Delta T_w\,(I^2)_{T=\text{const}}$, după datele lui Potter [474] pentru fier. Extrapolarea acestor curbe la axa I^2 ne dă valorile $I_s(T)$.

Mărimea ΔT_{aniz} a fost prevăzută și descoperită de Akulov și Kirenski [475]. Acești autori au descoperit că temperatura unui disc monocristalin feromagnetic variază în timpul rotației lui într-un cîmp magnetic intens și constant, în domeniul temperaturilor joase (în care, practic, lipsește magnetizarea adevărată). În fig. 107, sînt date rezultatele măsurătorilor pentru ΔT_{aniz}, efectuate

de Akulov și Kirenski [475], într-un monocristal de nichel. Vonsovski [214] a prevăzut posibilitatea de a observa variațiile căldurii specifice în cazul unor orientări diferite ale magnetizării de saturație în monocristalele feromagnetice, în virtutea existenței termenului de tip (17.2) în expresia entropiei. Anume, în cazul unui monocristal de cobalt, entropia este de forma

$$S_{\text{aniz}} = \frac{A}{kT^2}\left[\frac{1}{4}e^{-\beta/kT} - e^{-\gamma/kT}\right]\sin^2\theta, \quad (17.6)$$

unde θ este unghiul dintre magnetizare și axa exagonală a cristalului, $A = \frac{3N\mu_B^2\overline{|\alpha|^2}}{4} \sim$ $\sim 10^{-5}$ erg^2, $\overline{|\alpha|^2}$ media pătratului elementului de matrice al energiei de interacțiune spin-orbită, β și γ ($\sim 10^{-13}$ ergi) sînt mărimi de ordinul energiei interacțiunii de schimb electrostatic a electronului în cristal. Pentru căldura specifică, avem

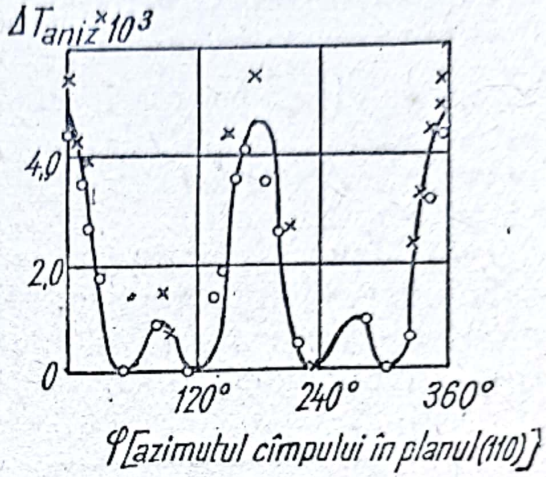


Fig. 107. Curba efectului magnetocaloric ΔT_{aniz} într-un monocristal de nichel, atunci cînd cîmpul magnetic este situat în planul (*110*) (după Akulov și Kirenski).

$$(C_{v,H})_{\text{aniz}} = T\left(\frac{\partial S_{\text{aniz}}}{\partial T}\right)_{v,H} =$$

$$= \frac{A}{kT^2}\left\{\left[2\left(1-\frac{\gamma}{kT}\right)e^{-\frac{\gamma}{kT}} - \frac{1}{2}\left(1-\frac{2\beta}{kT}\right)e^{-\frac{\beta}{kT}}\right]\sin^2\theta\right\}. \quad (17.7)$$

Din (17.7) și (17.6), rezultă că S_{aniz} și $(C_{v,H})_{\text{aniz}} \to 0$, pentru $T \to 0°\text{K}$, ceeace concordă cu principiul al treilea al termodinamicii. În domeniul temperaturilor de ordinul a 100°K, diferența dintre căldurile specifice pentru magnetizările în lungul axei exagonale ($\theta = 0$) și în planul bazei $\left(\theta = \frac{\pi}{2}\right)$ este

$$(\Delta C_{v,H})_{\text{aniz}} \sim 10^4 - 10^{-5}\ \text{erg/g·grd}.$$

Valoarea totală a căldurii specifice a cobaltului la această temperatură este de 10^6—10^7 erg/g. grd. Prin urmare, este vorba de abateri de ~10%, fapt pe deplin observabil experimental. Pînă astăzi însă, asemenea măsurători nu au fost efectuate.

Un mare număr de lucrări, începînd cu lucrarea lui Warburg [476] (în anul 1881), sînt consacrate studiului variațiilor ireversibile ale căldurii Q_{irr}, determinate de fenomenul de hysteresis, care apare în procesul de remagnetizare a materialelor fero-magnetice[1]). Mărimea Q_{irr} (în ergi) este determinată de aria curbei de hysteresis:

$$Q_{irr} = -\oint H \delta I. \qquad (17 \cdot 8)$$

Experiențele au permis împărțirea efectului termic total observat într-o parte ireversibilă, legată de procesele ireversibile, și o parte reversibilă, legată de procesele reversibile de rotație (Akulov și Kirenski).

b) **Magnetostricțiunea și proprietățile magnetoelastice ale substanțelor feromagnetice.** Din experiență, se știe că curbele de magnetizare pot să-și schimbe foarte pronunțat forma, dacă corpul feromagnetic este supus acțiunii unor tensiuni exterioare.

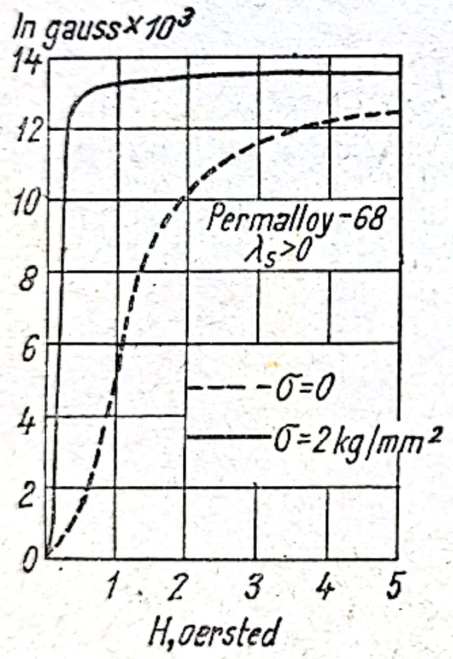


Fig. 108 a. Influența întinderii elastice unilaterale σ asupra curbei de magnetizare a permalloyului-68 (magnetostricțiunea este pozitivă, $\lambda_s > 0$).

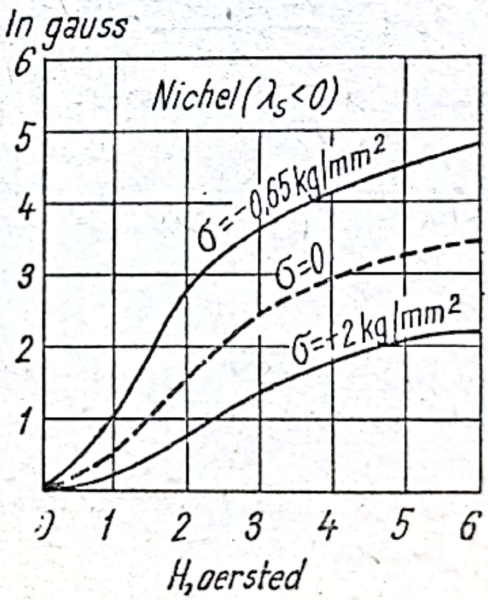


Fig. 108 b. Influența întinderii elastice unilaterale ($\sigma = +2$ kg/mm²) și a compresiei ($\sigma = -0{,}65$ kg/mm²) asupra curbei de magnetizare a nichelului (magnetostricțiunea este negativă $\lambda_s < 0$).

În fig. 108, sînt date curbele de magnetizare pentru o serie de probe supuse la diverse sarcini unilaterale de întindere sau

[1]) V. bibliografia ultimelor lucrări asupra acestei probleme, de exemplu, în lucrarea de sinteză a lui Bates [477].

compresiune. În cazul permalloyului (fig. 108, a), întinderea duce la o mărire a permeabilității în cîmpuri slabe și la atingerea mai rapidă a saturației. La nichel (fig. 108, b), întinderea are efectul contrar. La fier, întinderea mărește permeabilitatea în cîmpuri slabe și o micșorează în cîmpuri mai puternice (fig. 108, c). O asemenea dependență a formei curbelor de magnetizare a substanțelor feromagnetice de tensiunile exterioare este o consecință a *magnetostricțiunii*, adică a variației formei și volumului corpului feromagnetic în timpul magnetizării lui. Fenomenul de magnetostricțiune a fost descoperit de Joule (în anul 1842) și studiat teoretic de Maxwell și Helmholtz. Efectul de magnetostricțiune poate fi obținut imediat, din considerații termodinamice generale. În particular, din ecuația termodinamică fundamentală (5.17), rezultă

$$\left(\frac{\partial I}{\partial p}\right)_{H,S} = -\left(\frac{\partial v}{\partial H}\right)_{g,S}, \qquad (17\cdot9)$$

adică dependența de presiune a magnetizării este legată de dependența volumului corpului de intensitatea cîmpului magnetic.

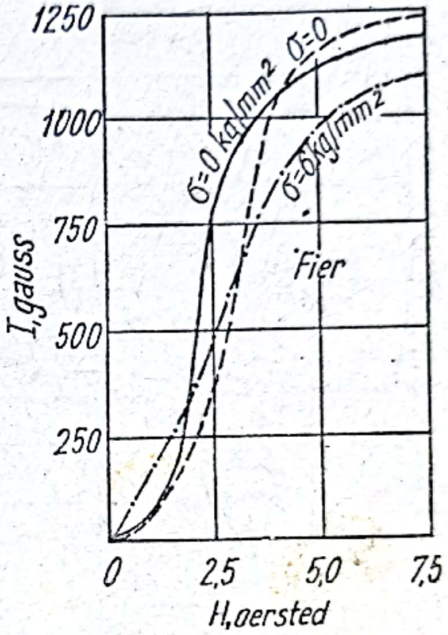


Fig. 108 c. Influența întinderii elastice unilaterale ($\sigma > 0$) asupra curbei de magnetizare a fierului (magnetostricțiunea își schimbă semnul).

Ecuația (17·9) poate fi transformată ușor pentru cazul unor tensiuni uniaxiale σ și al unor variații ale dimensiunilor liniare l ale corpului (magnetostricțiunea liniară) și anume,

$$\left(\frac{\partial I}{\partial \sigma}\right)_{H,S} = \left(\frac{\partial l}{\partial H}\right)_{p,S}. \qquad (17\cdot10)$$

Influența diferită a întinderii și a compresiunii asupra permalloy-ului, nichelului și fierului (fig. 108, a,b,c,) este legată de semnele diferite ale efectului de magnetostricțiune în aceste substanțe feromagnetice. Din fig. 109, se vede că, în nichel, magnetostricțiunea liniară $\frac{\Delta l}{l_0}$ este negativă pentru toate cîmpurile; în permalloy, ea este pozitivă, iar în fier, în cîmpurile slabe, este pozitivă, și în cîmpurile intense, negativă.

Bazele teoriei moderne a magnetostricțiunii au fost puse în lucrările lui Akulov [213], [478] (în anul 1928), care, pentru prima oară, a dat o explicație corectă acestui fenomen important în cristalele feromagnetice și a indicat căile pe care urma să fie studiat mai amănunțit acest fenomen.

Dacă răcim corpul feromagnetic sub temperatura Curie, apar în el deformații spontane (magnetostricțiunea spontană [1]) legată de faptul că, atunci cînd apare o magnetizare spontană, adică simultan cu orientarea spinilor electronici, în cristal se modifică condițiile de echilibru între nodurile rețelei [217] și se produce deformația ei (de magnetostricțiune) (v. § 14). O asemenea deformație se produce în fiecare domeniu de magnetizare spontană. După cum am văzut, aceste deformații sînt anizotrope și, de exemplu, în cristalele cubice, sînt caracterizate, în primă aproximație, prin două constante λ_{100} și λ_{111} (v. (14·7)). Dacă cristalul feromagnetic, considerat global, nu este magnetizat, magnetostricțiunea spontană nu se manifestă. Ea poate fi descoperită numai în procesele de magnetizare tehnică. Curbele de magnetostricțiune (fig. 109) sînt un rezultat al măsurării variațiilor lungimii corpului feromagnetic în lungul cîmpului de magnetizare, atunci cînd în el variază distribuția magnetizării spontane. În domeniul procesului de rotație, plecînd de la legea anizotropă a lui Akulov (14·7), putem calcula curbele de magnetostricțiune ale monocristalelor.

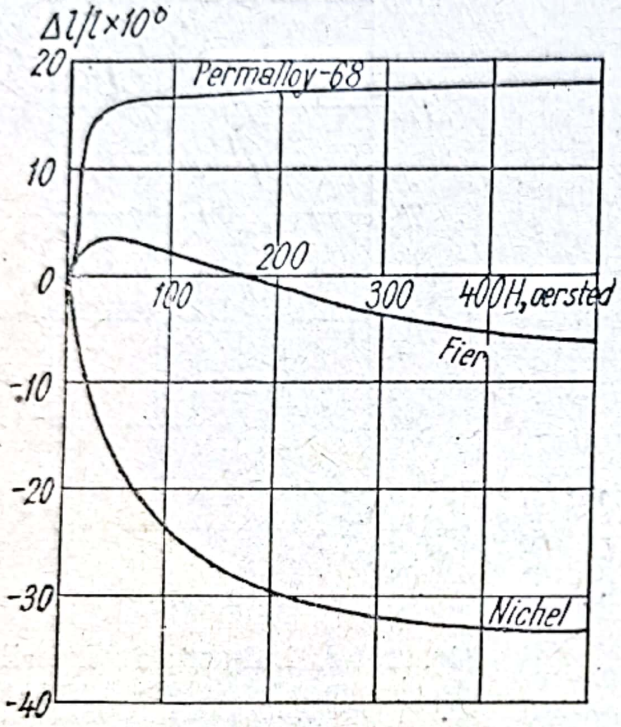


Fig. 109. Curbele de magnetostricțiune ale fierului policristalin, nichelului și permalloyului-68.

În domeniul cîmpurilor slabe, unde rolul fundamental îl joacă procesele de deplasare a frontierelor dintre domeniile de magnetizare spontană, calculul curbelor de magnetrostricțiune

[1]) Uneori, acest fenomen este numit (nu prea potrivit) „termostricțiune".

prezintă mari dificultăți. Akulov [479] și, apoi, Heisenberg [480] au elaborat o schemă de calcul statistic (statistica domeniilor de magnetizare spontană) al variațiilor de concentrație a diverselor faze magnetice, schemă pe care au aplicat-o cu succes la calculul curbelor de magnetostricțiune. Această metodă a fost dezvoltată de Akulov și Kondorski [481], care, înafară de determinarea curbelor de magnetostricțiune a cristalelor nedeformate, au ținut seamă și de influența tensiunilor elastice exterioare[1]) asupra acestor curbe și au obținut o explicație a anomaliei proprietăților elastice ale cristalelor feromagnetice[2]) (fenomenul de *mecanostricțiune* și efectul ΔE, adică variația anomală a modulului lui Young în corpurile feromagnetice în timpul magnetizării lor). Akulov, Mazin și Feldștein [486] au dezvoltat teoria anizotropiei suplimentare (magnetice) a modulului lui Young în monocristalele feromagnetice, provocată de mecanostricțiune.

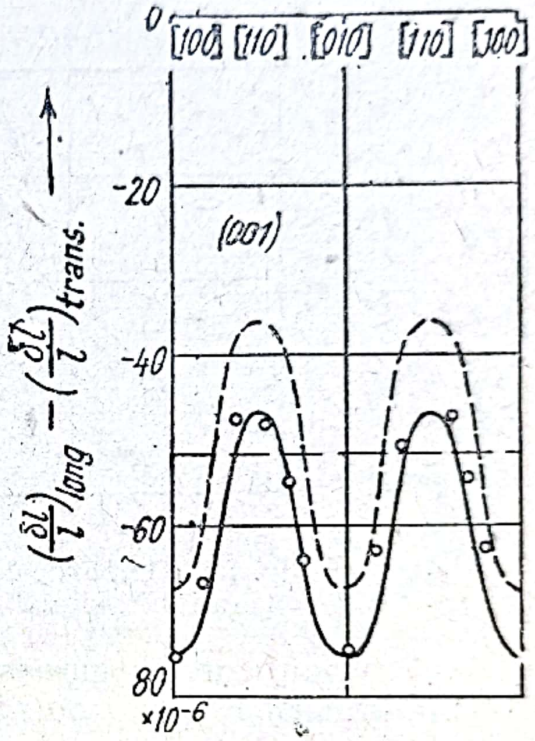


Fig. 110. Diferența dintre magnetostricțiunile de saturație longitudinală și transversală în discurile monocristaline de nichel, în funcție de unghiuri. Prin cercuri sînt notate datele experimentale ale lui Mashiyama; curbele sînt teoretice și calculate după formula lui Akulov: curba continuă, cu patru constante; curba întreruptă, cu două constante.

Vladimirski [487] a aplicat metoda statistică a lui Akulov și a dezvoltat o metodă matematică mai riguroasă pentru calculul curbelor de magnetostricțiune ale policristalelor.

In domeniul cîmpurilor intense, cînd magnetizarea reală (procesul para) devine sensibilă, apare o magnetostricțiune adevărată. Magnetostricțiunea adevărată este determinată de faptul că, sub influența cîmpului magnetic exterior, apare o orientare paralelă a momentelor magnetice elementare, fapt care modifică condițiile de echilibru între nodurile rețelei cristaline și duce la o variație a lungimii probelor feromagnetice, datorită magnetostricțiunii.

[1]) Experimental, aceste calcule au fost confirmate de Djirencin [482] (v. de asemenea [483, 484]).

[2]) Verificată experimental de Bîcikov [485].

Afară de studiul curbelor de magnetostricțiune, mai prezintă un mare interes studiul variației magnetostricțiunii de saturație λ_s în funcție de direcția vectorului $\vec{I}_s$, în monocristale. În fig. 110, se dă o comparare a curbei teoretice $\lambda_s(\varphi)$, calculată după formula (14.7) a lui Akulov cu două constante (λ_{100} și λ_{111}), precum

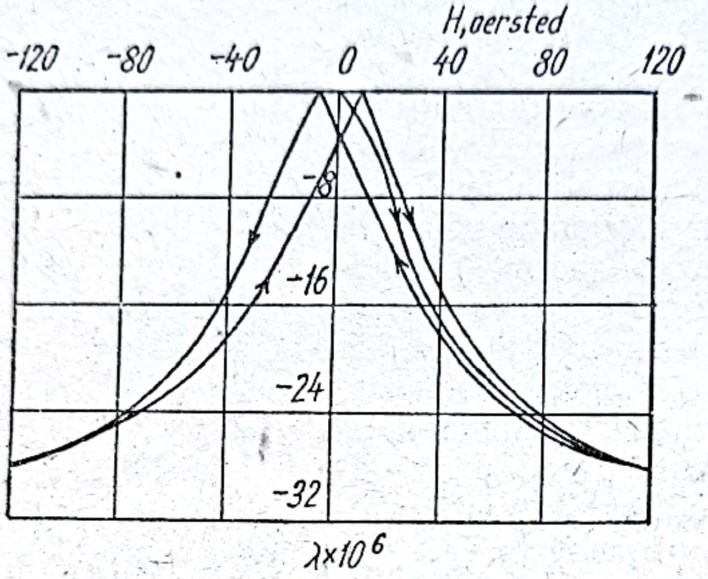


Fig. 111. Curba de hysteresis a magnetostricțiunii nichelului (după datele lui Șur).

și după formula mai riguroasă cu patru constante (v. formula (38·14) în cartea [132]), cu datele experimentale pentru monocristalul de nichel, în cazul magnetizării în planul (*100*), după Masiyama [488]. Pentru a elimina influența distribuției inițiale a magnetizării spontane asupra curbelor, datele sînt reproduse pentru diferența dintre magnetostricțiunea logitudinală și cea transversală, măsurate simultan. S-a obținut o concordanță foarte bună. Titov [489] a efectuat o comparație analogă pentru monocristalele de fier.

Pentru magnetostricțiunea substanțelor feromagnetice, are loc și fenomenul de hysteresis. În fig. 111, se dă o curbă tipică de hysteresis pentru magnetostricțiunea nichelului. Din punct de vedere istoric, acest fenomen a fost, pentru prima dată, descoperit în anul 1894, de Rozing [490]. Constantele de magnetostricțiune, ca și constantele de anizotropie magnetică, depind foarte puternic de temperatură. Conform calculului clasic al lui Akulov [478] și Becker [491], constantele de magnetostricțiune trebuie să depindă de temperatură ca I_s^2. Într-o serie de cazuri însă (Șturkin [492], Kaya Și Takaki [493], Diakov [494]), experiențe-

le nu confirmă o asemenea relație simplă. Calculul cuantic efectuat de Vonsovski [217] dă o variație cu temperatura $\lambda_s(T)$ mai complicată confirmată din punct de vedere calitativ de experiență.

Constantele de magnetostricțiune ale aliajelor feromagnetice depind foarte complicat de compoziție. În fig. 112 se dă o asemenea dependență de compoziție a constantelor λ_{100} și λ_{111} pentru aliajele din sistemul fier-nichel. Din fig. 112, se vede că regula adivității simple nu este respectată în acest caz. Teoria cuantică a magnetostricțiunii, dată de Vonsovski [217], ne permite să obținem dependența constantelor λ_s de compoziția și de gradul de ordonare ale aliajului. În primă aproximație, pentru aliajele neordonate, se obține o dependență pătratică de concentrația componentelor. Studiul experimental al variației constantelor de magnetostricțiune în funcție de gradul de ordonare în aliajele feromagnetice binare din sistemul fier-cobalt (45 și 50% cobalt) a fost efectuat de Goldman și Smoluhowski [495], care fără să se bazeze pe calculul cuantic al magnetostricțiunii [217], încearcă să dea o teorie clasică a efectului observat.

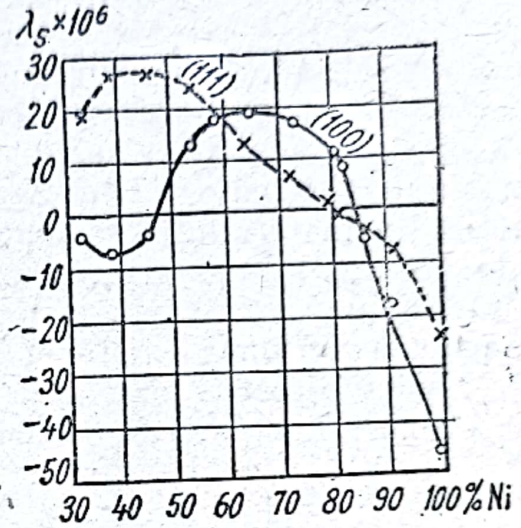


Fig. 112. Variația constantelor de magnetostricțiune λ_{100} și λ_{111} în funcție de compoziția aliajului din sistemul fier-nichel.

Influența ordonării asupra constantelor de magnetostricțiune a fost descoperită și în alajele din sistemul fier-siliciu, la compoziții de 11 procente atomice Si și (v. [496] și [497]) la aliajele fier-nichel și fier-aluminiu (de compoziție $FeNi_3$ și Fe_3Al). Deocamdată, aceste cercetări au un caracter cu totul provizoriu și incomplet. În ele se măsoară constanta λ_s numai pentru probele călite sau răcite încet, adică pentru stările neordonate sau complet ordonate; stările cu ordonare parțială nu au fost studiate.

Foarte interesante sînt cercetările lui Akulov, Alizade, Belov [498] și Alizade [499]. În prima lucrare, autorii au cercetat magnetostricțiunea sistemului binar fier-platină, în funcție de compoziția aliajelor, și au descoperit că, la 54% Pt și 46% Fe, magnetostricțiunea de saturație atinge valori foarte mari ($\lambda_s \sim 5 \cdot 10^{-5}$). Creșterea gradului de ordonare în aliaj mărește

și mai mult valorile lui λ. În lucrările lui Alizade, au fost studiate aliajele în vecinătatea compozițiilor Fe_3Pd, Pd_3Fe, Ni_3Pt, Ni_3Pd, $NiPd$, Pd_3Ni. Pentru aliajul Fe_3Pd, avem $\lambda_s = 7 \cdot 10^{-5}$, iar pentru Ni_3Pd, respectiv, $\lambda_s = -6{,}4 \cdot 10^{-5}$. Curbele variației în funcție de compoziția aliajului ale lui λ_s sînt descrise calitativ de formulele teoretice [217].

Șur și Hohlov [500][1]) au subliniat, pentru prima dată, în mod clar importanța cercetării curbelor de magnetostricțiune pentru obținerea și determinarea texturii magnetice a materialelor feromagnetice. Aceste curbe reprezintă unul dintre cei mai sensibili indicatori ai caracterului distribuției fazelor magnetice în materialul feromagnetic. În adevăr, dacă, de exemplu, materialul are o textură magnetică completă, adică el prezintă numai două faze magnetice (magnetizate antiparalel), magnetostricțiunea există și curba de magnetostricțiune, luată în lungul direcției magnetizării acestor faze, coincide cu axa absciselor. Dimpotrivă, curba ridicată în lungul direcției perpendiculare pe vectorul $\vec{I}_s$, în aceste două faze magnetice, dă o magnetostricțiune cu o saturație λ_s maximă. În felul acesta, mărimea λ_s, spre deosebire de $\vec{I}_s$, depinde esențial de distribuția magnetizării în starea inițială a probei feromagnetice.

O serie de cercetări ale legii de apropiere către saturație pentru curbele de magnetostricțiune în mono- și policristale feromagnetice au fost efectuate de Diakov [501]. El a ținut seamă și de influența tensiunilor difuze. Trebuie observat că determinarea teoretică a curbelor de magnetostricțiune prezintă dificultăți și mai mari decît calculul curbelor de magnetizare, cel puțin, din motivul că și saturația pe aceste curbe, adică λ_s, este o mărime sensibilă la structură.

În afară de magnetostricțiunea liniară, în substanțele feromagnetice se observă și o magnetostricțiune *de volum* (variația volumului probei feromagnetice în procesul de magnetizare). La fel ca și magnetostricțiunea liniară, acest efect există atît la magnetizarea adevărată, cît și la magnetizarea tehnică a probelor feromagnetice. Cum a arătat teoretic Becker [502] și a confirmat experimental Kornețki [503], magnetostricțiunea de volum depinde de forma probei feromagnetice magnetizate. O cercetare teoretică amănunțită a magnetostricțiunii de volum a fost făcută de Simonenko [504] care, folosind legea anizotropiei a lui

[1]) V. și [132]

Akulov, fără celelalte ipoteze suplimentare introduse de Becker [502], a obținut modul în care variază magnetostricțiunea de volum pentru toate porțiunile curbei de magnetizare.

Într-o serie de aliaje feromagnetice, magnetostricțiunea reală a procesului para are o valoare anormal de mare, chiar și la temperaturi joase (departe de punctul Curie), la fel ca magnetizarea adevărată însăși [505]. Aceste aliaje feromagnetice fac parte din grupa așa-numitelor aliaje invar (v. mai jos). Studiul minuțios al magnetostricțiunii acestor aliaje în domeniul procesului para, a fost efectuat de Belov [506][1]) .Din considerații termodinamice, se poate arăta ușor (v., de exemplu, § 79 în cartea [132]), că

$$\left(\frac{\partial\lambda}{\partial H}\right)_{p,T} = -\frac{T}{\Theta}\left(\frac{\partial I_s}{\partial T}\right)_{p,H}\frac{\partial\Theta}{\partial p}. \qquad (17.11)$$

Din (17.11), se vede că magnetostricțiunea procesului para este determinată de mărimea $\partial I_s/\partial T$, precum și de dependența punctului Curie Θ de presiunea p, sau cu alte cuvinte, în virtutea formulei (12.6), de variația integralei de schimb cu distanțele interatomice. Belov, analizînd datele experimentale existente cu privire la magnetostricțiunea procesului para, pentru aliajele din sistemul fier-nichel și fier-nichel-cobalt, precum și pe baza măsurătorilor proprii pentru aliajele din sistemul fier-platină și fier-nichel-crom, ajunge la concluzia că, în aceste aliaje, cauza magnetostricțiunii înalte este mărimea anormal de mare a lui $\partial\Theta/\partial p$, adică dependența pronunțată a integralei de schimb de constanta rețelei. Faptul că factorul $(\partial I_s/\partial T)_{\Theta,H}$ din (17.11) nu joacă un rol esențial, este confirmat de experiențele lui Belov, în care el a măsurat magnetostricțiunea procesului para în aliajele fier-cupru cu punctul Curie mic. În aceste aliaje, s-a găsit o magnetostricțiune mică normală, cu toate că punctul Curie este situat la ele în vecinătatea lui 100°C. Dimpotrivă, aliajele fier-nichel cu un conținut de nichel de 40—55% au punctul Curie chiar mai sus decît la nichel și, totuși, ele au o magnetostricțiune mare a procesului para, în timp ce, la nichel, ea este extrem de mică. Nu se știe încă de ce, în aliajele invar, mărimea $\partial\Theta/\partial p$ este anormal de mare. În legătură cu aceasta, Belov atrage atenția asupra faptului că, pe diagrama de stare, compoziția acestor aliaje este întotdeauna așezată în apropierea

[1]) O expunere sistematică a problemelor legate de proprietățile fizice ale substanțelor feromagnetice, determinate de existența magnetizării spontane, există în cartea lui Belov [507].

limitelor transformării fazelor α și γ ($\alpha \rightleftarrows \gamma$), care se desfășoară cu un hysteresis de temperatură mare și au o rețea γ.

După cum rezultă din (17.11), de existența magnetostricțiunii adevărate în procesul para este legat și fenomenul de deplasare a punctului Curie, precum și dependența de deformații (sau presiune) a magnetizării de saturație. În adevăr, din (17.10), rezultă că, dacă $I = I_s$, avem

$$\left(\frac{\partial I_s}{\partial \sigma}\right)_{H,T} = \left(\frac{\partial l}{\partial H}\right)_{\sigma,T},$$

unde σ este tensiunea unilaterală. În vecinătatea punctului Curie, putem presupune, în primă aproximație, că I_s este o funcție de T/Θ [v., de exemplu, (12.7)], de aceea

$$\left(\frac{\partial I_s}{\partial \sigma}\right)_{H,T} = \frac{\partial I_s}{\partial\left(\frac{T}{\Theta}\right)} ; \quad \frac{\partial\left(\frac{T}{\Theta}\right)}{\partial \sigma} = -\frac{T}{\Theta}\left(\frac{\partial I_s}{\partial T}\right)_{\sigma} \frac{\partial \Theta}{\partial \sigma} . \qquad (17.12)$$

Din formula (17.12), rezultă imediat concluzia că există o legătură a variațiilor saturației I_s la întindere cu mărimea $\frac{\partial I_s}{\partial T}$, precum și cu semnul și mărimea deplasării punctului Curie la întindere, cu condiția ca I_0, adică saturația la 0°K, să nu depindă de σ. Din compararea formulei (17.12) cu (17.11), se vede legătura acestor variații cu magnetostricțiunea procesului para.

Un studiu sistematic și amplu al deplasării punctului Curie și al influenței întinderii asupra magnetizării de saturație a aliajelor feromagnetice a fost întreprins de Belov. El a descoperit, pentru prima dată, o variație a magnetizării de saturație în timpul întinderii unilaterale elastice în substanțele feromagnetice [506]. El a descoperit că, în conformitate cu calculele termodinamice date mai sus, (17.11) și (17.12), mărimea $(\partial I_s/\partial p)_{H,T}$ are o valoare anormal de mare, tocmai la aliajele feromagnetice care au o magnetostricțiune mare a procesului para. În fig. 113, sînt reproduse datele măsurătorilor lui Belov pentru două aliaje din grupul invar (fier-platină cu 44% Fe, nichel-fier cu 36 %Ni), precum și pentru aliajele din sistemul nichel-cupru (80% Ni) și pentru nichel pur. După cum se vede din fig. 113, în ultimele două cazuri, efectul variației lui I_s în funcție de întindere este extrem de mic și poate fi descoperit numai în vecinătatea imediată a punctului Curie, unde derivata $\partial I_s/\partial T$ este suficient de mare [v. (17.12)].

Belov [507], [508] a arătat, pentru prima dată în mod clar, că toate încercările de a determina deplasarea punctului Curie sub influența presiunii multilaterale sau a întinderii unilaterale prin experiențe directe [509] nu au dat rezultate sigure, deoarece alegerea materialelor folosite ca obiecte de studiu nu a fost prea fericită. De obicei, se studiau zincul, nichelul și ali-

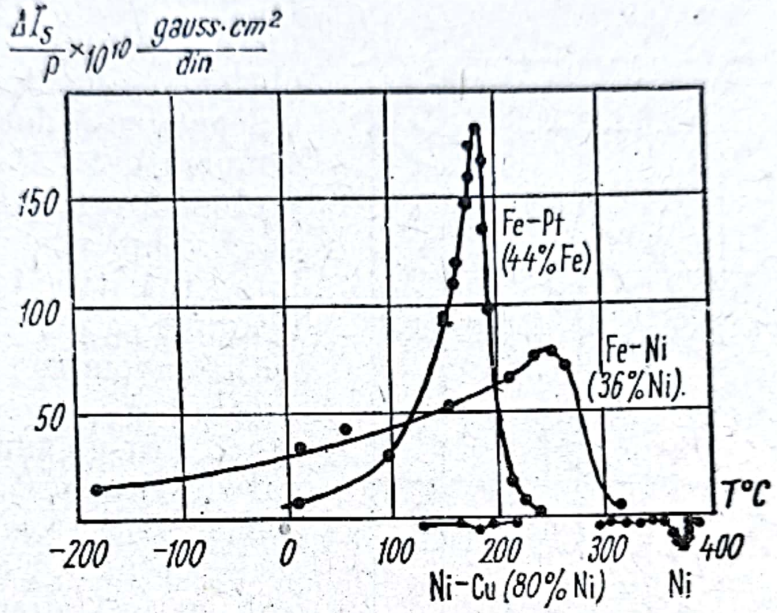


Fig. 113. Variația cu temperatură a magnetizării spontane, sub acțiunea întinderilor unilaterale (după Belov).

ajele feromagnetice din sistemul nichel-cupru, care au o magnetostricțiune extrem de mică în procesul para. Belov a calculat că, numai în aliajele de tip invar, putem să ne așteptăm la valori ale lui $\partial\Theta/\partial p$ cu un ordin de mărime mai mari. Astfel, dacă în nichel această mărime este de numai $-1{,}47 \cdot 10^{-4}$ grd·cm²/kg, în aliajul invar din sistemul nichel-cobalt-fier (31% Ni, 5% Co), ea este egală cu $+ 16{,}8 \cdot 10^{-4}$ grd·cm²/kg.

Existența magnetostricțiunii spontane se manifestă, de asemenea, în anomaliile dilatării termice a materialelor feromagnetice. Substanțele feromagnetice cu magnetostricțiune negativă au dimensiuni ceva mai mici sub punctul Curie, iar cele cu magnetostricțiune pozitivă, dimensiuni ceva mai mari decît cele care ar corespunde dilatării termice de volum. În apropierea punctului Curie, unde magnetizarea spontană și deformația spontană care o însoțește dispar, odată cu încălzirea se produce, fie o micșorare a dilatării rezultante (pentru $\lambda > 0$), fie o mărire (pentru $\lambda < 0$). În punctul Curie, s-a observat un minim

ascuțit ($\lambda > 0$) sau un maxim ($\lambda < 0$) al coeficientului termic de dilatare α. În fig. 114, se dau, pentru ilustrare, curbele experimentale ale variației cu temperatura a coeficientului $\alpha(T)$, pentru aliajele din sistemul fier-nichel, cu semne diferite ale magnetostricțiunii.

Această anomalie a coeficientului de dilatare termică α își găsește o aplicație tehnică foarte importantă în obținerea materialelor cu o dependență dată $\alpha(T)$ de temperatură (așa-numita problemă a aliajelor „invar", de care am vorbit mai înainte). În particular, se poate întîmpla ca partea feromagnetică „anomală" a coeficientului α să compenseze exact, într-un anumit interval de temperaturi, partea „nemagnetică", obișnuită a coeficientului. Un asemenea aliaj a fost descoperit de Guilleaum [510], în anul 1897, în sistemul fier-nichel (35% Ni). Pe baza teoriei sale a efectelor para, Akulov [213] a legat partea feromagnetică a coeficientului de dilatare termică de partea feromagnetică a căldurii specifice. Dezvoltarea acestei teorii și demonstrația experimentală a naturii feromagnetice a aliajelor de tip invar îi aparține lui Belov [507], [511].

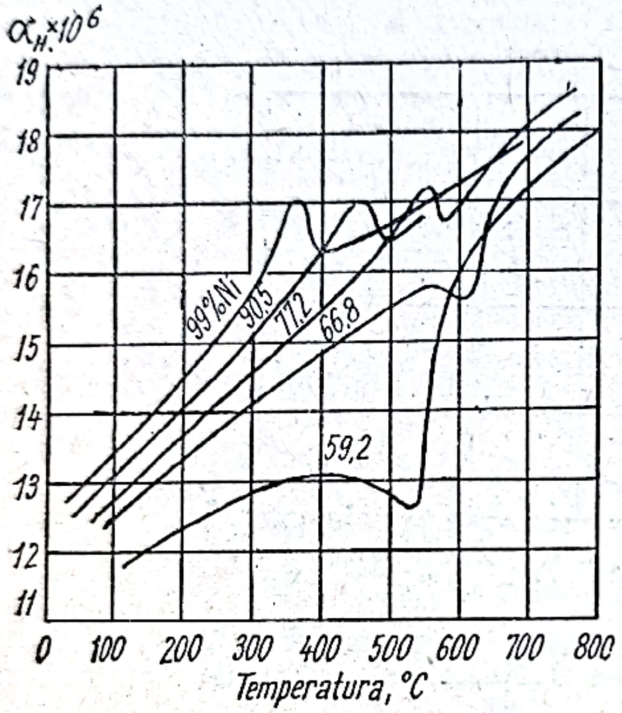


Fig. 114. Curbele experimentale ale variației cu temperatura a coeficientului de dilatare termică într-un aliaj din sistemul fier-nichel.

Datorită existenței magnetostricțiunii la substanțele feromagnetice, în procesul de magnetizare periodică a acestora apar oscilații mecanice. Pe de altă parte, dacă aplicăm probei feromagnetice oscilații exterioare, apar în ea, în virtutea magnetostricțiunii, deplasăir reversibile și ireversibile ale frontierelor dintre domeniile de magnetizare spontană, ceea ce modifică întregul caracter al amortizării oscialațiilor mecanice. Mărimea decrementului amortizării într-o probă feromagnetică demagnetizată sau care nu este magnetizată pînă la saturație este mult mai mare decît la corpurile neferomagnetice. Creșterea decremen-

tului amortizării este legată de apariția curenților turbionari, determinați de variațiile locale ale magnetizării pe seama proceselor de rotație și deplasare a frontierelor dintre domeniile feromagnetice, care, în virtutea fenomenului de magnetostricțiune, produc oscilații mecanice ale probei feromagnetice. În starea de saturație magnetică sau la temperaturi mai mari decît punctul Curie, această anomalie magnetomecanică dispare și decrementul amortizării oscilațiilor mecanice este același ca în corpurile neferomagnetice. Oscilațiile de magnetostricțiune încep să-și găsească aplicații largi în tehnică (oscilatori ultraacustici cu magnetostricțiune etc., v. de exemplu [512]).

c) **Proprietățile electrice, galvanometrice, termoelectrice, termomagnetice și optice ale substanțelor feromagnetice.** Proprietățile electrice, galvanomagnetice, termoelectrice etc. ale materialelor feromagnetice au un caracter specific. În primul rînd, ele toate au o variație anomală cu temperatura; în majoritatea cazurilor, în punctul Curie, apare un maxim sau un minim pronunțat (un salt) al coeficientului de temperatură pentru mărimea respectivă (conductibilitatea electrică, forța termoelectromotoare, conductibilitatea termică etc.); de unde rezultă că acești coeficienți sînt funcții de magnetizarea spontană. În al doilea rînd, mărimea acestor efecte depinde de orientarea magnetizării spontane în cristal și de distribuția concentrației diverselor faze magnetice în volumul probei feromagnetice, adică de magnetizarea tehnică rezultantă. Primul tip de anomalie este legat de existența magnetizării spontane și, de aceea, este determinat în principal de forțele de schimb. Al doilea tip de anomalie este o consecință a proceselor de magnetizare tehnică, cu alte cuvinte, este determinat de interacțiunea magnetică în cristalul feromagnetic.

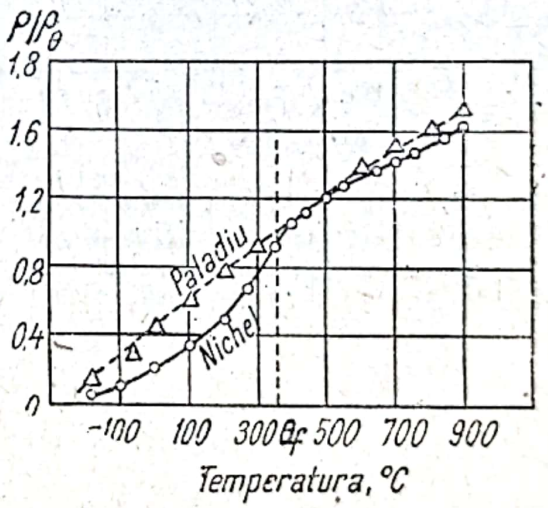


Fig. 115a. Compararea variației cu temperatura a rezistenței electrice specifice a nichelului și paladiului (în unități relative); $\rho(\theta_f)$ este luat egal cu 1.

Experiența arată că *variația cu temperatura a rezistenței electrice* $\rho(T)$ a substanțelor feromagnetice nu seamănă cu va-

riația cu temperatura a rezistenței electrice a metalelor neferomagnetice. În fig. 115 a, sînt comparate curbele $\rho(T)$ ale nichelului și paladiului care, în conformitate cu tabloul lui Mendeleev, este analogul nichelului. Cele două curbe sînt trasate la scări diferite și astfel alese încît, peste punctul Curie, unde ambele metale sînt neferomagnetice, curbele să coincidă. Sub punctul Curie, curbele diverg pronunțat. Curba $\rho(T)$ pentru nichel se află sub curba paladiului. Diferența dintre ordonatele acestor curbe $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$ (ρ_0 este rezistența electrică la 0°C), la $T < \Theta$, constituie micșorarea „anomală" a rezistenței electrice a nichelului în stare feromagnetică ($T < \Theta$), legată de magnetizarea spontană. În fig. 115 b, se dă curba analogă $\rho(T)$ pentru aliajul feromagnetic crom-telur după datele lui Fakidov, Grajdankina, Kikoin [186]. Un studiu mai amănunțit al acestui fenomen a fost efectuat pentru prima dată de fizicianul rus Goldhammer [513] (în anul 1889).

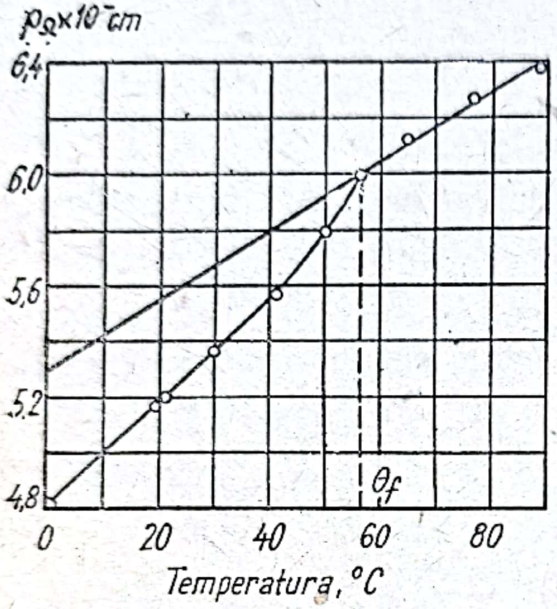


Fig. 115b. Variația cu temperatura a rezistenței electrice specifice a aliajului feromagnetic crom-telur (după datele lui Fakidov, Grajdankina și Kikoin [186]).

El a stabilit pentru o serie de substanțe feromagnetice că, cel puțin pentru temperaturile apropiate de punctul Curie ($T \leqslant \Theta$), există o relație simplă între $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$ și magnetizarea corpului feromagnetic, și anume

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = aI^2. \qquad (17.13)$$

Mai tîrziu, aceste experiențe au fost repetate de Gerlach și alții [514] și de Englert [515], care au indicat un procedeu de determinare a mărimii și dependenței de temperatură a magnetizării spontane prin măsurarea mărimii $\Delta\rho$. La temperaturi apropiate de punctul Curie ($T \leqslant \Theta$) și mai mari decît acesta, apare magnetizarea adevărată, care, conform legii lui Goldhammer (17.13), produce tocmai o micșorare a rezistenței, proporțională

cu I^2. După cum se vede din fig. 116, forma curbelor $\Delta\rho = f(I^2)$ deasupra și dedesubtul punctului Curie este, însă, esențial diferită. Pentru $T > \Theta$ (domeniul paramagnetic), curbele — izotermele — $\Delta\rho(I^2)$ trec prin originea coordonatelor cu coeficientul unghiular $|\Delta\rho/\Delta I^2|$ care crește odată cu temperatura. Pentru $T < \Theta$ curbele intersectează axa I^2 la $I^2 \neq 0$. În felul acesta, pentru $T < \Theta$, micșorarea izotermică a rezistenței electrice, datorită magnetizării adevărate, este proporțională cu diferența dintre pătratul I^2 al magnetizării rezultante și o anumită valoare inițială a cărei mărime crește odată cu micșorarea temperaturii. După Gerlach, această valoare inițială este proporțională cu pătratul magnetizării spontane

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = a(I^2 - I_s^2). \quad (17.14)$$

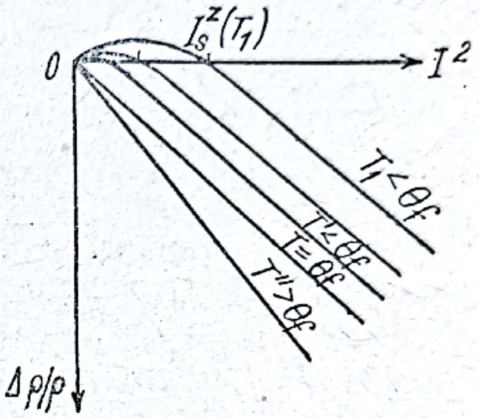


Fig. 116. Determinarea magnetizării spontane pe baza măsurătorilor variației rezistenței electrice în procesul de magnetizare.

Această concluzie este confirmată în întregime de concordanța dintre valorile $I_s(T)$, obținute din curbele fig. 116, și valorile $I_s(T)$, obținute din măsurătorile efectului magnetocaloric v. fig. 106).

Pe baza considerațiilor generale din teoria cuantică a metalelor (Vonsovski [516, 168, 521]), putem afirma că feromagnetismul metalelor de tranziție este determinat, în special, de electronii d, iar conductibilitatea, de electronii s. Electronii exteriori s ai atomilor substanțelor feromagnetice se comportă în cristale, probabil, la fel ca și în alte metale. Temperatura lor de degenerare este o mărime de ordinul a 10^4, în timp ce punctul Curie în substanțele feromagnetice tipice este de ordinul a 10^3. Putem presupune că toate anomaliile în condutibilitatea electrică a materialelor feromagnetice sînt determinate, fie numai de electronii d, fie de influența lor perturbatoare asupra electronilor s.

Vonsovski a examinat prima posibilitate, atunci cînd nu se ține seama de electronii exteriori s. Pentru aceasta el a folosit modelul polar al metalului (v. § 13 și [169, 170, 516]), care admite, alături de procesele de schimb, și procesele de trecere a electronilor de la un atom la altul, chiar dacă acolo există deja un electron. Stările polare pot fi mai favorabile din punct de vedere energetic, dacă lărgimea benzii energetice corespunzătoare lor este atît de

mare, încît nivelele ei cele mai joase sînt situate sub nivelele cele mai joase ale benzii nepolare. Stările polare sînt caracterizate de numărul cuasiparticulelor „perechi"; valoarea medie a numărului de „perechi" $\bar{s}$ joacă rolul numărului efectiv suplimentar de electroni de conductibilitate în acest model. Energia liberă a substanței feromagnetice în teoria polară depinde de numărul de „perechi", de numărul de feromagnoni și de temperatură. Valorile de echilibru ale numărului efectiv de electroni de conductibilitate și ale magnetizării spontane se găsesc din condițiile de minim ale energiei libere totale. În mod aproximativ, energia liberă poate fi reprezentată ca suma a doi termeni: termenul $\Phi_1(\bar{s})$, numit convențional energie liberă a electronilor de conductibilitate și dependent de numărul lor $\bar{s}$, și termenul $\Phi_2(\bar{s},\bar{m})$, care poate fi numit energia liberă a feromagnetismului și care depinde de magnetizarea spontană $\bar{m} = I_s/I_{0s}$, de numărul de electroni de conductibilitate și de parametrii termodinamici obișnuiți (temperatura, presiunea) de care depinde, bine înțeles, și primul termen. Deasupra punctului Curie, al doilea termen este egal cu 0, iar valoarea de echilibru a numărului de electroni de conductibilitate se determină din condiția de minim pentru primul termen

$$\Phi_1'(\bar{s}_0) = 0, \quad \Phi_1''(\bar{s}_0) > 0. \tag{17.15}$$

Sub punctul Curie, condițiile de minim al energiei electrice sînt

$$\Phi_1'(\bar{s}) + \Phi_2'(\bar{s},\bar{m}) = 0, \tag{17.16}$$

Pentru temperaturi apropiate de punctul Curie, putem presupune că numărul de electroni de conductibilitate diferă puțin de valoarea sa de echilibru deasupra punctului Curie și, de aceea, condițiile de minim (17.15) pot fi dezvoltatate în serie după puterile diferenței $\Delta\bar{s} = \bar{s} - \bar{s}_0$, iar în acest caz, dacă folosim expresia cunoscută a lui Φ_2 după (12.4), pentru temperaturile apropiate de punctul Curie, putem obține ușor

$$\Delta s = \frac{ak\theta}{\Phi_1''(\bar{s}_0)}\,\bar{m}^2, \tag{17.17}$$

unde $a > 0$ este o constantă determinată din (12.15), iar k constanta lui Boltzmann. În modul acesta, odată cu micșorarea temperaturii și cu creșterea magnetizării spontane, crește și numărul electronilor de conductibilitate $\Delta s > 0$ și, prin urmare, rezistența va scădea, adică

$$\Delta\rho \sim -A\bar{m}^2 (A > 0), \tag{17.18}$$

așa cum o cere legea experimentală a lui Goldhammer (17.14).

Împotriva acestei interpretări putem obiecta că acest proces nu joacă nici un rol, întrucît rolul principal în conductibilitate îl joacă electronii exteriori.

Pentru a răspunde la această obiecție, este util să reamintim cauzele care determină variația cu temperatura a rezistenței electrice într-un metal. În corpurile obișnuite, rezistența, la temperaturi înalte, este proporțională cu temperatura, din două motive: a) rezistența este determinată numai de ciocnirile cu fononii; numărul acestor ciocniri, la temperatura obișnuită, este proporțional cu temperatura; b) toți ceilalți factori, care, în general, pot influența rezistența, în particular distirbuția electronilor după viteze, nu depind de temperatură (de exemplu, datorită temperaturii mari de degenerare a gazului).

Dacă admitem că o asemenea „schemă" este valabilă și pentru metalele feromagnetice, atunci, pentru explicarea „anomaliilor" feromagnetice, trebuie să presupunem că, în afară de ciocnirile cu fononii, pot exista și alte procese care să determine rezistența. În particular, energia electronilor poate trece nemijlocit în energia feromagnetică de schimb a electronilor etc. O asemenea concepție a fost dezvoltată de Bethe [156], care a indicat un mecanism posibil al acestui tip de transformări. Bethe pleacă dela faptul că electronii de conductibilitate sînt diferiți de electronii de feromagnetism. Atunci mecanismul de transmisie a energiei poate fi determinat de schimbul dintre două tipuri de electroni; electronul s este difuzat în „aliajul" de spini „drepți" și „stîngi" al electronilor d. Din acest punct de vedere, am fi putut obține rezistența, presupunînd că atomii sînt ficși (adică renunțînd, în general, la existența fononilor). Rezistența ar fi determinată, atunci, de schimbul dintre electronii s și d.

Analiza problemei schimbului dintre electronii s și sistemul de electroni d, efectuată de Vonsovski [516] și Rozanov [517], a arătat că, într-un astfel de model, nu există rezistență electrică; dacă aplicăm un cîmp electric exterior, curentul crește nemărginit.

Este clar, de asemenea, că, în această problemă, nu putem considera că distribuția electronilor interiori d este dată. În adevăr, înseși procesele de schimb care ne interesează acum schimbă nu numai starea electronului exterior, ci și starea electronilor interiori. De aceea, singura tratare corectă va fi considerarea riguroasă a sistemului de $N + 1$ electroni, ținînd seama de toate forțele posibile de interacțiune dintre ei. În acest sistem, putem pune în evidență trei tipuri de tranziții [516,517]: transportul și două clase de schimb (s-d și d-d). Ultimele două tipuri nu

ne dau tranziții cu curent, în timp ce primul ne dă. Prin urmare, stările staționare ale sistemului au un curent diferit de zero. Un astfel de sistem nu diferă calitativ prin nimic de electronul din teoria monoelectronică obișnuită a metalelor. Dacă aplicăm un cîmp electric, energia „cinetică" va crește, dar celelalte energii nu se vor schimba. Nu vor exista procese de compensare. În consecință, pentru a obține o rezistență electrică finită în această schemă, trebuie din nou să introducem fononii.

Așadar, pentru a explica anomalia rezistenței electrice a unui corp feromagnetic, trebuie să știm cum variază distribuția electronilor după viteze.O asemenea ipoteză își găsește o confirmare experimentală completă în anomalia căldurii specifice a electronilor la toate metalele de tranziție și, într-o formă mai clară, la metalele feromagnetice. Trebuie, însă, să presupunem că anomaliile sînt legate într-un anumit mod de redistribuția nu numai a electronilor d, ci și a electronilor s de conductibilitate.

Efectul examinat mai sus, al schimbării numărului de electroni de conductibilitate, în ipoteza că ei coincid cu electronii d de feromagnetism (modelul polar), ne dă un exemplu pentru această afirmație generală. Vonsovski [168] a efectuat un calcul analog, pe baza modelului propus de el și amintit mai sus (§ 13), în care electronii s și d sînt tratați diferit și nu într-o schemă polară unică. În acest caz, ca primă orientare, putem presupune că electronii d nu au stări polare. Atunci, după cum s-a văzut, acțiunea schimbului s - d este echivalentă cu acțiunea unui cîmp molecular cuasimagnetic intens (analog cîmpului lui Rozing-Weiss), din partea electronilor d asupra spinilor electronilor exteriori. Rezultă că mărimea acestei energii a schimbului s-d depinde esențial de starea (energia sau cuasiimpulsurile) electronului s (v. 13.27). Pe de altă parte, această energie depinde și de magnetizarea spontană. Deoarece, însă, mărimea acesteia din urmă,— în special, în vecinătatea punctului Curie, — depinde esențial de temperatură, rezultă că, și în „gazul" electronilor s ai substanței feromagnetice, trebuie să se producă atunci o redistribuire sensibilă a electronilor pe cuasiimpulsuri, precum și o schimbare a masei lor efective. După calcule simple [168], putem obține ușor în vecinătatea punctului Curie,

$$\Delta\rho \sim -B(\bar{m}_d + \bar{m}_s)^2, \qquad (17.19)$$

unde constanta $B \sim 1$, iar $\bar{m}_d + \bar{m}_s$ este magnetizarea spontană totală a electronilor d și s, adică obținem, din nou, legea lui Goldhammer (17.14). În felul acesta, modelul interacțiunii de

schimb s-d, la fel ca și modelul polar, duce pe o cale originală la rezultatul corect.

Mott [518] a încercat să elaboreze teoria conductibilității electrice a metalelor de tranziție și în particular, a corpurilor feromagnetice. El admite tratarea monoelectronică pentru electronii s și d. Acesta este punctul slab al teoriei, întrucît tratarea monoelectronică nu poate da o explicație consecventă fenomenului feromagnetismului. Rezistența mare a metalelor de tranziție în comparație cu rezistența metalelor simple, este explicată de el prin posibilitatea suplimentară a tranzițiilor electronilor s în banda d. Mott explică „excluderea" electronilor d din conductibilitate prin masa efectivă mare a acestor electroni. Această problemă a fost rezolvată mai riguros de Wilson [519], e drept, pentru metalele de tranziție neferomagnetice. Pentru cazul temperaturilor înalte, el a obținut un termen suplimentar în rezistență, termen care crește liniar cu temperatura; la temperaturi joase, rezistența scade pînă la zero, după legea exponențială $\sim e^{-\theta/T}$. Ultimele experiențe ale lui Potter [520] nu au confirmat aceste concluzii teoretice. Probabil, divergența dintre teorie și experiență este determinată de insuficiența tratării monoelectronice a întregii probleme.

Vonsovski [521] a calculat conductibilitatea electrică a substanțelor feromagnetice pe baza unei teorii mai generale, care ține seamă de interacțiunea dintre electronii „exteriori" și „interiori". Calculul a fost efectuat pentru cazul temperaturilor joase. Se consideră ciocnirile dintre electroni și „feromagnoni" (undele de spin). Rolul energiei de excitare care duce la tranziție (cu generarea sau absorbția „feromagnonilor") revine termenului din energia de schimb care ține seamă de abaterea magnetizării spontane de la saturație. În acest caz, este satisfăcută legea conservării cuasiimpulsului pentru electron și feromagnon în procesele de emisie și absorbție a acestora din urmă. Rezolvînd ecuația cinetică obișnuită a problemei de față și ținînd seamă că, pentru feromagnoni, este valabilă distribuția Bose, obținem că partea specifică pentru corpurile feromagnetice a rezistenței electrice la temperatură joasă (magnetizarea spontană este foarte apropiată de saturația absolută) depinde de tempratură după legea $\sim T^3$.

Putem concretiza întrucîtva mecanismul interacțiunii dintre electroni și feromagnoni, luat în considerare în acest calcul. Emisia unui feromagnon este echivalentă cu o mărire a magnetizării, iar absorbția, cu o micșorare a magnetizării. Putem să ne imaginăm o interacțiune între electroni, de pildă o interacțiune

spin-orbită, pentru care spinul întregului sistem să nu fie o integrală a mișcării și să nu fie obligat să se conserve în fiecare proces de interacțiune. În modul acesta, printre tranzițiile menționate care duc la emisia sau absorbția unui feromagnon, sînt posibile și tranzițiile la care spinul electronului s nu se schimbă.

Dar sînt posibile, desigur și tranzițiile pentru care spinul total al sistemului se conservă. De exemplu, acest lucru se petrece în procesele de schimb s-d. În acest caz, la fiecare proces de emisie sau absorbție a feromagnonului, spinul electronului s trebuie să se „răstoarne" în mod corespunzător. Există, atunci, două posibilități: a) energia de schimb A a electronului s este mare în comparație cu energia termică medie, $A \gg kT$; dar atunci, tranzițiile electronilor s cu răsturnarea spinilor sînt irealizabile, din cauza imposibilității de a satisface legea de conservare a energiei, întrucît, la temperaturi joase, numărul feromagnonilor cu o energie sensibil mai mare decît $\sim kT$ este extrem de mic; b) energia de schimb a electronilor s este mică în comparație cu kT, $A \ll kT$. În acest caz, tranzițiile cu răsturnarea spinului nu diferă cu nimic de tranzițiile fără răsturnare.

Putem presupune în consecință, că legea găsită mai sus, $\sim T^3$, este un rezultat general (universal) al teoriei și nu depinde de vreun model concret oarecare.

Să trecem la examinarea fenomenelor *galvanomagnetice* în substanțele feromagnetice, și anume, la fenomenul de variație a rezistenței electrice în cîmpul magnetic (efectul Goldhammer) și la fenomenul galvanomagnetic transversal (efectul Hall-Kikoin).

După cum am amintit mai sus, experiențele lui Goldhammer au arătat că, în procesul de *magnetizare* a substanței feromagnetice într-un cîmp magnetic exterior, rezistența ei electrică își schimbă valoarea. În acest caz, ne putem interesa, fie de variația rezistenței, atunci cînd curentul și cîmpul sînt paralele (efectul Goldhammer longitudinal $\Delta\rho_{\parallel}$), fie de variația rezistenței, atunci cînd orientările curentului și cîmpului sînt perpendiculare între ele (efectul Goldhammer transversal $\Delta\rho_{\perp}$). În fig. 117, se dau curbele tipice $\Delta\rho_{\parallel}(H)$ și $\Delta\rho_{\perp}(H)$ după datele lui Fakidov și Grajdankina [547]. Din aceste curbe, se vede că efectul longitudinal în domeniul magnetizării tehnice are semnul pozitiv, iar efectul transversal are semnul negativ. În domeniul cîmpurilor puternice unde există procesul para, ambele curbe $\Delta\rho_{\parallel}(H)$ și $\Delta\rho_{\perp}(H)$ manifestă, practic, o micșorare *identică* a rezistenței electrice, legată de creșterea magnetizării adevărate (fig. 117), așa cum trebuie să ne așteptăm, potrivit formulei (17.13). Legătura dintre acest fenomen galvano-

magnetic și teoria magnetizării tehnice a fost stabilită de Akulov [522,523], care, pe baza legii sale universale a anizotropiei magnetice, a arătat că formulele obținute de el pentru calculul magnetostricțiunii cristalelor feromagnetice în domeniul procesului de rotație pot fi aplicate la calculul oricăror așa-numite *efecte pare* (independente de semnul cîmpului sau al magnetizării): efectele galvanomagnetice, galvanoelastice, termomagnetice, termoelastice etc. În domeniul cîmpurilor slabe, unde magnetizarea se realizează cu ajutorul proceselor de deplasare, Akulov a aplicat metoda statistică elaborată de el și amintită mai sus. Dacă, în legea anizotropiei, ne limităm cel mult la termenii bipătratici (față de cosinușii directori ai vectorului magnetizării spontane) ai dezvoltării și nu ținem seamă de procesul para, atunci putem formula, după cum a arătat Akulov [213], *două reguli generale ale efectelor pare*:

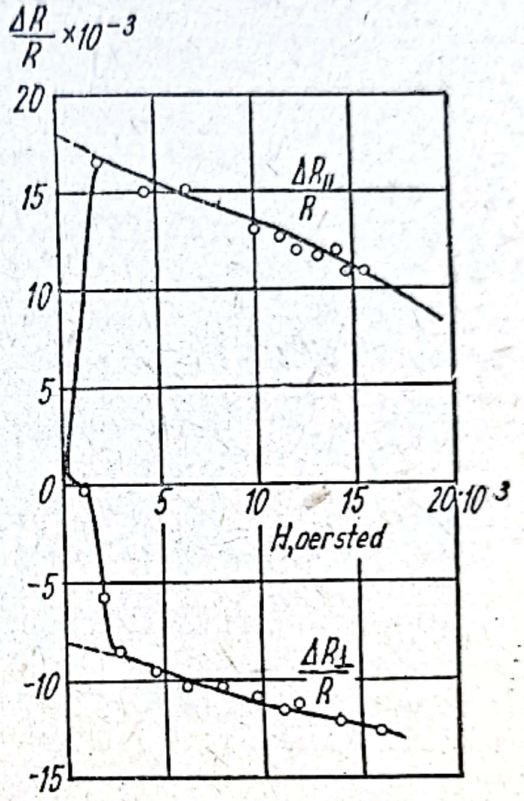


Fig. 117. Dependența variației relative a rezistenței electrice specifice a nichelului policristalin pur în funcție de magnetizarea longitudinală ($H \parallel i$) și de cea transversală ($H \perp i$) (după datele lui Fakidov și Grajdankina, [547]).

I. În domeniul proceselor de deplasare, variația efectelor pare (elastice) la deformații slabe este proporțională, în primă aproximație, cu puterea întîia a tensiunilor exterioare, iar la magnetizare, proporțională cu pătratul magnetizării. Raportul dintre constanta fiecărui efect elastic și constanta efectului magnetic corespunzător este o mărime (aproximativ) constantă pentru toate efectele și egală cu produsul dintre susceptibilitatea inițială a materialului și constanta magnetostricțiunii de saturație, măsurată în lungul axei de magnetizare ușoară.

II. Suma rezultatelor măsurătorilor oricărui efect par, după trei direcții arbitrare perpendiculare între ele (în absența procesului para), este egală cu zero. Dacă, însă, are loc procesul para, această sumă crește proporțional cu variația pătratului magne-

tizării rezultante ($\sim \delta I^2$). Demonstrarea experimentală a teoriei efectelor pare a fost dată aproape exclusiv de fizicienii sovietici, în special de școala lui Akulov.

Șteinberg și Mirosnicenko [524] au studiat influența orientării magnetizării spontane asupra rezistenței nichelului și aliajelor fier-nichel. În același timp, ei au studiat modul cum întinderea și răsucirea influențează acest efect. Aceiași autori au arătat, în concordanță cu teoria, că deplasările frontierelor la 180° nu influențează variația rezistenței electrice a corpurilor feromagnetice.

Studiile experimentale amănunțite ale lui Hramov și Lvova [525] cu privire la efectul termomagnetic și la efectul termoelastic se găsesc în concordanță cu teoria lui Akulov. Fedenev [526], studiind variația rezistenței electrice în fier și nichel sub acțiunea cîmpului magnetic și a tensiunilor elastice slabe, a confirmat regulile amintite mai sus ale efectelor pare. Belov [528] a efectuat o verificare analogă a teoriei, atunci cînd acționează simultan cîmpul și tensiunile asupra forței termoelectrice în materialele feromagnetice. Akulov și Annaev [527] au arătat că anizotropia forțelor termoelectrice în cristalele de fier este descrisă de două constante (α_{100} și α_{111}). Anomalia forței termoelectrice în materialele feromagnetice a constituit obiectul unor cercetări amănunțite într-o serie de lucrări ale lui Annaev[529]. El a studiat, de asemenea, influența proceselor de ordonare în aliajele feromagnetice din sistemul nichel-mangan asupra unei serii de efecte pare (efectul termomagnetic Thomson-Nernst [530] și efectul Goldhammer [531]). Afară de aceasta, el a stabilit influența distribuției fluxului termic asupra efectului termomagnetic [532]. Fedenev și Uskov [533] au găsit că relația liniară dintre variația rezistenței electrice și pătratul magnetizării este valabilă la toate temperaturile. Volkov [534], studiind efectele termoelastice și termomagnetice, a descoperit o nouă posibilitate de a studia tensiunile interne pe baza influenței lor asupra acestor efecte. Belov și Volkov [535] au efectuat cercetări ulterioare în această direcție, pentru efectul galvanoelastic. Fedenev și Vampilov [536] și Belov [537] au cercetat influența tensiunilor elastice asupra efectelor pare. Belov [538] a cercetat și problema influenței tensiunilor elastice asupra fenomenului de hysteresis la efectele pare.

Akulov, Volkov și Belov [539] au descoperit că, în procesul de întindere a unei sîrme de fier, prin care, în prealabil, a fost lăsat să treacă un curent electric, apare la capetele ei o diferență de potențial electric. Apariția acestei diferențe de potențial se

produce datorită variației magnetizării circulare remanente (produsă de curent), sub influența întinderii.

Kapița [540] a studiat variația rezistenței $\Delta\rho/\rho_0$ în substanțele feromagnetice în cîmpuri magnetice foarte puternice.

După cum au arătat experiențele lui Șur și Drojjina [542], Komar și Portneaghin [543] și Bates [544], în aliajele lui Heusler [541], în aliajele cu forță coercitivă mare și în fier-siliciu, s-a observat o abatere de la legea a doua a efectelor pare pentru efectul Goldhammer ($\Delta\rho_\perp$ și $\Delta\rho_\parallel$ au același semn în domeniul magnetizării tehnice). Abaterile nu sînt legate, la aceste aliaje, de procesul para, ci, cum a arătat Vonsovski [545], sînt pur și simplu determinate de faptul că, în aceste materiale, joacă un rol esențial termenii de ordin mai înalt față de cosinușii directori din legea anizotropiei a lui Akulov, termeni care, de obicei, nu erau luați în considerare la deducerea regulei a doua a efectelor pare. În adevăr, legea anizotropiei a lui Akulov pentru variația rezistenței electrice în cîmpul magnetic, cu considerarea termenilor de ordinul doi și patru față de cosinușii directori α_1, α_2, α_3 ai unghiurilor formate de vectorul $\vec{I}_s$ cu axele tetragonale ale cristalului cubic, are forma următoare (cf. formulei (14·7) a magnetostricțiunii):

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \varkappa_1(\alpha_1^2\beta_1^2+\alpha_2^2\beta_2^2+\alpha_3^2\beta_3^2)+2\varkappa_2(\alpha_1\alpha_2\beta_1\beta_2+\alpha_2\alpha_3\beta_2\beta_3+ \\ +\alpha_3\alpha_1\beta_3\beta_1)+\varkappa_3\left(\alpha_1^2\alpha_2^2+\alpha_2^2\alpha_3^2+\alpha_3^2\alpha_1^2-\frac{1}{3}\right)+ \\ +\varkappa_4\left[\alpha_1^4\beta_1^2+\alpha_2^4\beta_2^2+\alpha_3^4\beta_3^2+\frac{2}{3}(\alpha_1^2\alpha_2^2+\alpha_2^2\alpha_3^2+\alpha_3^2\alpha_1^2)-\frac{1}{3}\right]+ \\ +2\varkappa_5\ (\alpha_1\alpha_2\alpha_3^2\beta_1\beta_2+\alpha_2\alpha_3\alpha_1^2\beta_2\beta_3+\alpha_3\alpha_1\alpha_2^2\beta_3\beta_1); \qquad (17\cdot20)$$

aici $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ sînt cosinușii directori ai vectorului densitate de curent față de axele tetragonale. Formula (17·20) este valabilă pentru monocristale de nichel; în cazul fierului, în parantezele de lîngă $\varkappa_3$ trebuie să eliminăm termenul $-1/3$. Pentru un policristal ideal, lipsit de textură cristalografică și magnetică, avem, după efectuarea mediei pe unghiuri,

$$\overline{\frac{\Delta\rho}{\rho_0}} = a + b\cos^2\theta, \qquad (17\cdot21)$$

unde

$$\cos\theta = \alpha_1\beta_1 + \alpha_2\beta_2 + \alpha_3\beta_3$$

și

$$a = -\frac{1}{5}\left(\frac{2}{3}\varkappa_1 + \varkappa_2 + \frac{2}{3}\varkappa_3 + \frac{4}{7}\varkappa_4 + \frac{1}{7}\varkappa_5\right),$$

$$b = \frac{1}{5}\left(2\varkappa_1 + 3\varkappa_2 + \frac{12}{7}\varkappa_4 + \frac{3}{7}\varkappa_5\right).$$

De aici, obținem, pentru efectul logitudinal ($\theta = 0$),

$$\left(\frac{\overline{\Delta\rho}}{\rho_0}\right)_{\parallel} = a + b \qquad (17.22)$$

și pentru efectul transversal $\left(\theta = \frac{\pi}{2}\right)$,

$$\left(\frac{\overline{\Delta\rho}}{\rho_0}\right)_{\perp} = a. \qquad (17 \cdot 22a)$$

Dacă $\varkappa_3 = 0$, regula a doua a efectelor pare este satisfăcută. Dacă $\varkappa_3 \neq 0$ și, de pildă, $\varkappa_3 > 0$, atunci, dacă condiția

$$\varkappa_3 > 3\left(\frac{2}{3}\varkappa_1 + \varkappa_2 + \frac{4}{7}\varkappa_4 + \frac{1}{7}\varkappa_5\right) \qquad (17.23)$$

este satisfăcută, efectul longitudinal și cel transversal vor avea același semn.

Egalitatea (17·23), obținută de Vonsovski pentru constantele de anizotropie ale efectului Goldhammer, egalitate care trebuie să fie satisfăcută atunci cînd $\Delta\rho_{\parallel}$ și $\Delta\rho_{\perp}$ au același semn, poate fi confirmată experimental.

Fakidov, Grajdankina și A.K. Kikoin [186] au studiat efectul longitudinal și transversal a lui Goldhammer la aliajul crom-telur (fig. 118 *a* și *b*), iar Fakidov și Grajdankina [547] la aliajele mangan-stibiu (fig. 119) și au descoperit că ambele efecte au același semn și nu se supun regulii a doua a efectelor pare. Punctul Curie al aliajului feromagnetic crom-telur este foarte jos (+60°C) și, de aceea, procesul para joacă un rol mare, chiar la temperatura camerei. Belov [548] a arătat că, dacă ținem seama de procesul para, putem explica cantitativ rezultatele experiențelor de mai sus pentru aliajul crom-telur. Belov citează datele măsurătorilor efectului Goldhammer făcute de el și de I.A. Panina [549] asupra nichelului în vecinătatea punctului Curie, care sînt, de asemenea, explicate de teorie, dacă ținem seamă de procesul para. Abateri analoge de la regula a doua a efectelor pare au loc și pentru magnetostricțiunea longitudinală și transversală în corpurile feromagnetice cu procese para pronunțate, fapt observat pentru un aliaj

din grupul invar (30% Ni, 70% Fe) de Belov [548], iar pentru aliajul nichel-mangan (la o compoziție Ni_3Mn, pentru care are loc un proces para mare), de Volkov și Zubov [550].

După cum se vede din fig. 119, în aliajul mangan-stibiu, al cărui punct Curie este ~ 300°C, atît efectul longitudinal cît și efectul transversal au nu numai același semn, dar în domeniul

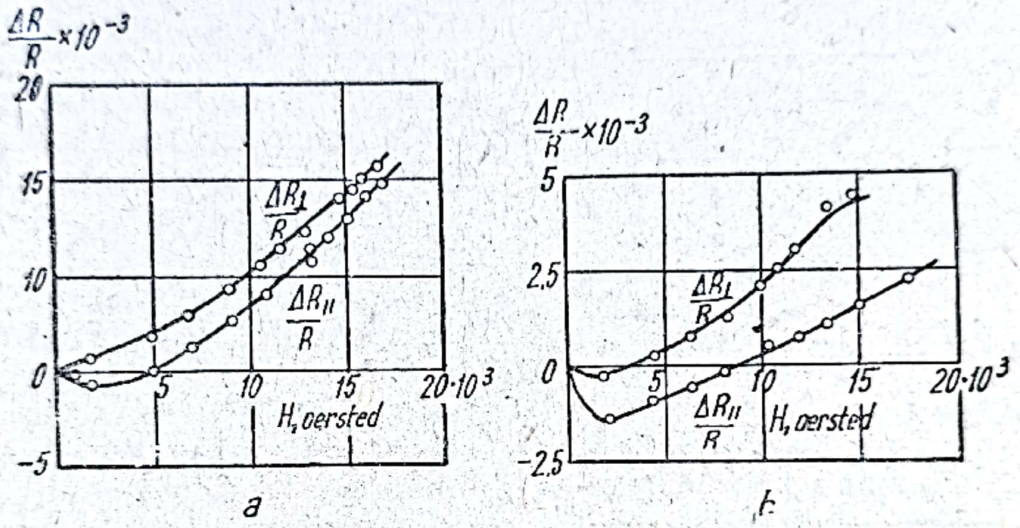


Fig. 118. Variația rezistenței electrice în timpul magnetizării (efectele longitudinal și transversal) în aliajele din sistemul mangan-stibiu: *a* — aliaj cu 54% mangan; *b* — aliaj cu 50% mangan (după datele lui Fakidov și Grajdankina [547]).

procesului para sînt pozitive, așa cum rezultă din măsurătorile lui Fakidov și Grajdankina [547]. Pînă în prezent, în domeniul procesului para, s-a observat întotdeauna o micșorare a rezistenței ($\Delta\rho/\rho_0<0$). Posibilitatea principială a semnelor diferite la $\Delta\rho/\rho_0$, în cazul magnetizării reale, rezultă din analiza teoretică a acestui fenomen, dată de Vonsovski [168].

Halileev [194] a studiat variația rezistenței electrice a magnetitei native în cîmp magnetic, la temperaturi joase (de la 80 la 120°K). El a arătat că rezistența electrică a magnetitei în cîmp magnetic scade. Micșorarea relativă a rezistenței electrice $\Delta\rho/\rho$ are un maxim bine pronunțat la $T=$ 111,4°K atingînd într-un cîmp de 9 000 oersted 8% din valoarea inițială. După cum am mai arătat, acest rezultat este legat de faptul că la $T=111{,}4$°K, magnetita suferă o transformare de fază specială de ordinul doi. Șur și Drojjina [542] au arătat, pentru prima dată, că studiul curbelor $\Delta\rho/\rho=f(H)$ al efectului Goldhammer reprezintă unul dintre

procedeele cele mai comode și sensibile pentru determinarea texturii magnetice a materialelor feromagnetice.

Caracteristic pentru toate efectele pare din substanțele feromagnetice, cu excepția domeniului procesului para, este faptul că ele nu depind de cîmpul de magnetizare exterior, ci sînt determinate exclusiv de magnetizarea rezultantă a probei; coeficienții care figurează în legea anizotropiei efectului par depind de magnetizarea spontană. Acest fapt l-am ilustrat mai sus prin exemplul magnetrostricțiunii (v. § 14, a) și § 17, a)). Teoria cuantică a efectului par al lui Goldhammer a fost dată de Vonsovski și Rodionov [551], pe baza modelului electronilor exteriori și interiori în interacțiune în corpul feromagnetic [168]. În această teorie, se presupune că efectul Goldhammer este determinat de interacțiunea magnetică dintre electronii de conductibilitate și electronii de feromagnetism. Dacă ținem seamă, însă, de interacțiunea magnetică spin-spin[1]) a electronului exterior cu întregul sistem de electroni feromagnetici interiori, energia totală a electronului de conductibilitate în cristalele feromagnetice poate fi reprezentată ca o sumă de trei termeni: energia neperturbată ε_0, energia interacțiunii de schimb electrostatic *s-d* $A_{se}^{\pm}$ și energia interacțiunii spin-spin $W_{ss}^{\pm}$;

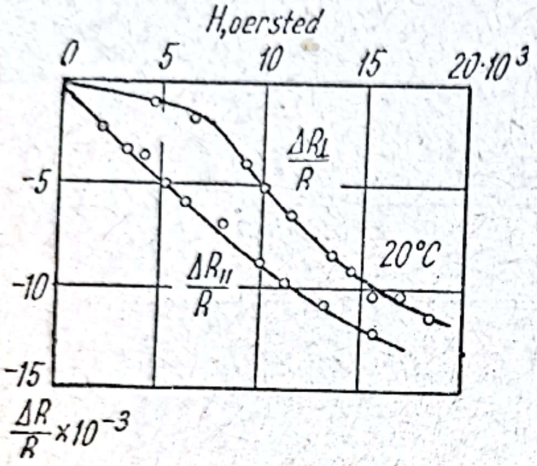


Fig. 119. Variația rezistenței electrice în timpul magnetizării (efectele longitudinal și transversal) în aliajul crom-telur (Cr-Te) după datele lui Fakidov, Grajdankina și Kikoin [186].

$$\varepsilon^{\pm} = \varepsilon_0 + A_{se}^{\pm} + W_{ss}^{\pm}, \qquad (17{\cdot}24)$$

unde semnul $\pm$ se referă, respectiv, la orientarea dreaptă și stîngă a spinului electronului de conductibilitate. În aproximația masei efective, avem

$$W_{ss} = \pm y\left[R_0 + 6R_{\pm 1} - R_{\pm 1}\left(\xi_1^2 + \xi_2^2 + \xi_3^2\right)\right], \qquad (17{\cdot}25)$$

unde y este magnetizarea relativă a electronilor interiori; ξ_1, ξ_2, ξ_3 sînt componentele cuasiimpulsului electronului de conductibili-

[1]) Luarea în considerare a altor tipuri de interacțiuni (spin-orbită și orbită-orbită) nu modifică concluziile calitative fundamentale ale teoriei.

tate R_0 și $R_{\pm 1}$ reprezintă suma integralelor interacțiunii magnetice „cuasicoulombiene" și „cuasi de schimb". Dacă ținem seamă de energia W_{ss}, masa efectivă a electronului de conductibilitate devine

$$m_{\pm}^{*} = \frac{\hbar^2}{2a^2[\beta + y(\beta' - R_{\pm 1})]}, \tag{17·26}$$

unde a este constanta rețelei cristaline, β și β' sînt integralele de schimb ale interacțiunii electrostatice. Energia limită Fermi este, atunci,

$$\zeta^{\pm} = A'(1 \pm y')^{2/3}[\beta \pm y(\beta' - R_{\pm 1})]; \tag{17·27}$$

aici A' este o constantă independentă de temperatură și de magnetizare, $y' = \frac{n^+ - n^-}{n^+ + n^-}$ magnetizarea relativă a electronilor de conductibilitate în care

$$n^+ = \frac{1}{2}n(1 + y'), \quad n^- = \frac{1}{2}n(1 - y') \tag{17·27a}$$

sînt numerele acestor electroni cu orientarea dreaptă, respectiv stîngă, a spinului. Pentru durata parcursului liber, obținem următoarea expresie:

$$\tau^{\pm}(\zeta^{\pm}) = \frac{A''}{T}(\xi_0^{\pm})^2\left(\frac{d\varepsilon^{\pm}}{d\xi}\right)_0 =$$

$$= \frac{A'''}{T}(1 \pm y')[\beta \pm y(\beta' - R_{\pm 1})], \tag{17·28}$$

unde A'' și A''' sînt constante independente de T, y și y'; ξ_0 este cuasiimpulsul maxim al electronului de conductibilitate la limita Fermi.

Considerînd că electronii de conductibilitate în cirstalele feromagnetice constituie un amestec de două „gaze" electronice cu orientarea dreaptă și stîngă a spinilor, putem calcula conductibilitatea electrică în aproximația admisă a existenței timpului parcursului liber, pe baza relației

$$\sigma = \frac{e^2 n^+}{m_+^{*}}\tau^+ + \frac{e^2 n^-}{m_-^{*}}\tau^-. \tag{17·29}$$

Substituind în (17·29) valorile $n^{\pm}$, $\tau^{\pm}$ și $m_{\pm}^{*}$ din formulele (17·26) — (17·28), obținem expresia pentru conductibilitatea electrică a cristalului feromagnetic, ținînd seama de interacțiunile magnetice:

$$\sigma = \frac{A}{T}[1 + y^2(\lambda_0 + \lambda_1 R_{\pm 1})]. \tag{17·30}$$

Pentru $R_{\pm 1}$, obținem variația cu temperatura a lui σ pentru substanța feromagnetică, de care era vorba mai sus (v. 17·14).

În baza lui (17·30), partea de conductibilitate electrică determinată numai de interacțiunea spin-spin este, evident,

$$\sigma_{ss} = \frac{A}{T} y^2 \lambda_1 R_{\pm 1}, \qquad (17\cdot 31)$$

unde A este o constantă independentă de T și y; λ_0 și λ_1 sînt constante independente de integralele β și β'. Din formula (17·31), se obține direct variația relativă a rezistenței electrice determinată de considerarea interacțiuniii spin-spin:

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{ss} = -\, y^2 \frac{A}{T} \frac{\lambda_1}{\sigma_0} R_{\pm 1}, \qquad (17\cdot 32)$$

unde σ_0 este partea izotropă a conductibilității electrice a substanței feromagnetice.

Formula obținută ne arată că variația conductibilității electrice într-un cristal feromagnetic (efectul Goldhammer) este determinată în întregime de magnetizare și nu de cîmpul magnetic exterior. Rolul cîmpului exterior se reduce, în acest caz, numai la o orientare inițială a magnetizării spontane. În substanța feromagnetică, are loc și fenomenul obișnuit de variație a rezistenței electrice în cîmpul magnetic, însă acesta este mascat de anomalia feromagnetică și, cum arată experiența, practic, el nu se observă. Dealtfel, pe măsură ce magnetizarea spontană scade, efectul obișnuit poate avea o importanță esențială. În legătură cu aceasta, capătă interes studiul detaliat al rezistenței electrice în vecinătatea punctului feromagnetic Curie, unde are loc procesul para.

Dependența pătratică a rezistenței electrice de magnetizare, obținută în formula (17·32), se găsește în deplină concordanță cu relația experimentală cunoscută și constituie explicația fizică a efectului Goldhammer.

Formula (17·32) nu conține sub formă explicită anizotropia efectului Goldhammer. Anizotropia magnetică a acestui efect rezultă, totuși, din forma operatorului interacțiunii spin-spin și intră sub formă implicită în suma integralelor $R_{\pm 1}$. Explicitînd dependența unghiulară a integralelor $R_{\pm 1}$ cu ajutorul funcțiilor de undă ale stării d pentru electronii interiori, putem deduce, din formula (17·32), componentele tensorului rezistenței electrice, dacă folosim teoria cuantică a magnetostricțiunii și considerațiile generale de simetrie cristalografică. Aplicînd legea anizotropiei efectelor pare a lui Akulov și folosind componentele tensorului

obținut al rezistenței electrice, putem deduce formula anizotropiei magnetice a efectului Goldhammer (17·20). Spre deosebire de formulele teoriei macroscopice, teoria cuantică ne dă dependența constantelor de anizotropie $\varkappa_i$ ale variației constantei electrice, constantele atomice universale și integralele de schimb.

Calculul riguros al acestor constante este, însă, deocamdată, foarte dificil. De aceea, trebuie să ne limităm la evaluarea ordinului lor de mărime. La temperaturi înalte, forma generală a acestor constante este următoarea:

$$\varkappa_i = \text{const.}\, y^2 G \quad (i = 1, 2, 3, 4, 5),$$

unde G reprezintă sumele integralelor de schimb, independente de unghiuri. Ordinul de mărime al constantelor $\varkappa_i$ este 10^{-2} ... ...10^{-3} și se găsește într-o concordanță satisfăcătoare cu datele experimentale.

Akulov a dat, deasemenea, teoria anizotropiei efectelor „impare" [552] (Hall, Kikoin, Kerr, Nernst și alții).

Un caracter cu totul deosebit îl are efectul galvanomagnetic transversal Hall-Kikoin în substanțele feromagnetice. Cum a stabilit în mod definitiv Kikoin [553] (v. și [53]), diferența de potențial E a lui Hall în substanțele feromagnetice nu este determinată de intensitatea cîmpului magnetic, ci de magnetizarea $\vec{I}$ a probei:

$$E = R_I |\vec{I} \times \vec{j}|, \qquad (17\cdot33)$$

unde $\vec{j}$ este densitatea curentului electric[1]).

Constanta R_I din formula lui Kikoin (17·33) are o valoare anomal de mare în comparație cu valoarea ei la metalele neferomagnetice.

Kikoin [533] a arătat că, și în domeniul paramagnetic, pentru $T > \Theta$, diferența de potențial a lui Hall este determinată, în principal, de formula (17·33). Folosind datele din [554] ale măsurătorilor susceptibilității magnetice și ale efectului Hall la paladiu, precum și datele măsurătorilor sale proprii pentru aliajul de cupru-nichel și paladiu-nichel, la temperaturi mai mari decît punctul Curie, Kikoin a arătat că, în cazul general, constanta

[1]) De aceea efectul Hall în substanțele feromagnetice, adică apariția unei diferențe de potențial transversale (față de direcția curentului) într-un conductor feromagnetic prin care circulă un curent și care este așezat într-un cîmp magnetic exterior, se obișnuiește să se numească în literatură efectul Hall-Kikoin, sau pur și simplu efectul Kikoin.

fenomenului studiat (raportată la intensitatea cîmpului magnetic) este egală cu suma a doi termeni

$$R_p = R_0 + R_I, \qquad (17\cdot34)$$

unde R_0 este constanta Hall „clasică", independentă de temperatură, iar $R_I = \frac{C}{T-\Theta_p}$ este constanta lui Kikoin, determinată de susceptibilitatea paramagnetică $\varkappa_p = \frac{C}{T-\Theta_p}$. Komar și Volkenstein [555, 552] au studiat efectul lui Kikoin în aliajul binar Ni_3Mn pentru diferite grade de ordonare În acest aliaj este, de asemenea, valabilă formula lui Kikoin (17·32) pentru diferența de potențial. Rezultatul cel mai interesant al măsurătorilor lui Kikoin și Volkenștein este dependența obținută de ei a constantei R_I din (17·33) de gradul ordinei la distanță în aliaj. Această dependență ne permite să tragem concluzia că R_I deste o funcție de magnetizarea spontană, și anume $R_I \sim I_s^2$. Aceeași concluzie se poate obține și din datele lui Kikoin [553] pentru variația cu temperatura $R_I(T)$ la nichel, dacă o comparăm cu funcția $I^2(T)$. În lucrările lui Ghenkin și Priporova [557], s-a studiat dependența efectului Kikoin de tensiunile elastice exterioare și de tensiunile plastice.

În teoria efectului Hall-Kikoin în corpurile feromagnetice, se pun două probleme: 1) să se explice dependența constantei Kikoin de magnetizarea spontană, și 2) să se explice de ce, în formula lui Kikoin (17·33), în locul cîmpului magnetic $\vec{H}$ intervine magnetizarea $\vec{I}$. Încercarea de a construi teoria electronică a efectului Hall-Kikoin în corpurile feromagnetice, întreprinsă de Rudnițki [558], nu a fost încununată de succes, deoarece nu a dus la explicarea dependeței constantei lui Kikoin de magnetizarea spontană. Totodată, în această lucrare, se introduce în calcul „cîmpul" efectiv al interacțiunii spin-orbită, pe baza unor concepții clasice grosolane, care ignorează natura cuantică a fenomenului feromagnetismului. Mai riguros rezolvarea acestei probleme a fost întreprinsă de Samoilovici și Konkov [559), care, plecînd de la modelul electronilor exteriori și interiori în interacțiune (Vonsovski), au arătat că influența interacțiunii magnetice spin-orbită asupra electronilor de conductibilitate este echivalentă cu un anumit cîmp, a cărui mărime este determinată de magnetizarea corpului feromagnetic și nu de cîmpul magnetic exterior. Nici acești autori nu au putut să explice, însă, dependența descoperită de Komar

și Volkenștein [556] a constantei lui Kikoin de magnetizarea spontană. Calitativ, această dependență poate fi înțeleasă cu ajutorul unor considerații simple, dacă folosim rezultatele modelului polar [169, 170] pentru variația numărului de electroni de conductibilitate, potrivit formulei (17·25). Din teoria elementară a metalelor [156] sau din considerații dimensionale, se poate arăta ușor că constanta lui Hall este

$$R = \frac{1}{n^* e}, \tag{17·35}$$

unde n^* este numărul efectiv de electroni de conductibilitate. Înlocuind, în (17·35) n^* cu $n_0 + \Delta s$, unde n_0 este numărul de electroni de conductibilitate în substanța feromagnetică, deasupra punctului Curie, iar Δs variația acestui număr sub punctul Curie (dar aproape de el), găsim, în virtutea relației (17·17), pentru constanta lui Kikoin, expresia

$$R_I \cong \frac{1}{e(n_0 + Am^2)}. \tag{17·36}$$

Prin urmare, mărimea R trebuie să scadă odată cu creșterea magnetizării spontane, adică odată cu micșorarea temperaturii, ceea ce se observă și experimental. Teoria mai riguroasă trebuie să explice, în același timp, apariția formulei lui Kikoin (17·33) și dependența constantei lui Kikoin de I_s.

Fenomenele termoelectrice în substanțele feromagnetice au fost studiate de Dorfman, Ianus și Kikoin [560], precum și de Dorfman, Ianus, Grigorov și Cernihovski [561]. Rezanov [517] dă teoria cuantică a acestor fenomene, pe baza modelului electronilor exteriori și interiori în interacțiune, pentru cazul temperaturilor apropiate de punctul Curie.

În studiul proprietăților optice ale metalelor feromagnetice, au fost descoperite anomalii caracteristice care deosebesc aceste corpuri de celelalte substanțe. În practică, în cazul fierului [562] și al nichelului [563], coeficientul de temperatură al puterii reflectătoare (sau emisive) în domeniul infraroșu al spectrului prezintă o anomalie caracteristică pentru corpurile feromagnetice, cu un maxim în punctul Curie.

Dintre anomaliile efectelor optice, trebuie amintite efectul Faraday (rotația planului de polarizare a luminii la trecerea ei prin substanță) și efectul magnetooptic al lui Kerr (rotația planului de polarizare a luminii în procesul de reflexie a acesteia pe suprafața corpului feromagnetic magnetizat)

Teoria electronică clasică a efectelor magnetooptice (Goldhammer, Vogt, Drude, Lorentz) nu a dat posibilitatea de a înțelege mecanismul acestor efecte. Încercarea de a elabora teoria cuantică a acestor efecte, întreprinsă de Hulme [564] pe baza teoriei de schimb a feromagnetismului, suferă de un neajuns esențial, întrucît ea nu ține seama de un fapt important: absorbția luminii, fără a cărei considerare nu putem fi siguri de valabilitatea rezultatului întregului calcul.

Teoria cuantică a constantelor optice ale substanțelor feromagnetice a fost dezvoltată de Vonsovski și Sokolov [565]. Din optica macroscopică generală, se știe că caracteristicile optice fundamentale — indicii de refracție și de absorbție, puterea reflectătoare și emisivă — sînt determinate de constanta dielectrică și de conductibilitatea electrică specifică[1]). De aceea, prima problemă a teoriei microscopice a proprietăților optice ale substanței este calculul constantei dielectrice și a conductibilității electrice specifice, pentru cazul cîmpurilor alternative. Cel mai firesc este să începem acest calcul pentru cazul domeniului infraroșu în depărtat al spectrului, după metoda lui Drude-Zinner (v. de exemplu, [57]), dar ținînd seama de modelul de schimb s - d, adică considerînd sistemul de electroni exteriori (cei mai activi din punct de vedere optic) în substanța feromagnetică ca fiind un amestec de două „gaze“, ale căror „particule“ diferă prin orientarea spinilor lor și au masă efectivă diferită, dependentă de magnetizarea electronilor interiori d. După cum a arătat Vonsovski [170], justificarea aplicării acestei scheme în cazul cîmpurilor alternative (de frecvențe nu prea mari) rezultă din cele mai generale ipoteze cu privire la sistemul de electroni în interacțiune în cristal. Să presupunem că numărul de electroni s cu orientare „dreaptă“ a spinilor este N_+, masa lor efectivă m_+ și durata parcursului liber τ_+ și pentru electronii s cu spini „stîngi“, respectiv, N_-, m_- și τ_-. Atunci, în conformitate cu [168], vom avea, pentru constanta dielectrică ε și conductibilitatea electrică specifică σ, ca funcții de frecvența ν a luminii, pentru cazul considerat al undelor lungi (domeniul infraroșu al spectrului), cînd putem ține seama numai de efectul „de accelerare“ al cîmpului

[1]) Dependența de permeabilitate, în domeniul spectral al luminii, începînd chiar cu razele infraroșii, poate fi complet neglijată și în cazul substanțelor feromagnetice, întrucît la aceste frecvențe, permeabilitatea magnetică nu diferă practic de 1.

asupra electronilor de conductibilitate din metal și cu luarea în considerare a schimbului s-d, următoarele expresii:

$$\varepsilon(\nu) = 1 - \frac{e^2}{\pi}\left[\frac{N_+}{m_+(\nu^2+\gamma_+^2)} + \frac{N_-}{m_-(\nu^2+\gamma_-^2)}\right], \quad (17\cdot 37)$$

$$\sigma(\nu) = \frac{e^2}{2\pi}\left[\frac{N_+\gamma_+}{m_+(\nu^2+\gamma_+^2)} + \frac{N_-\gamma_-}{m_-(\nu^2+\gamma_-^2)}\right], \quad (17\cdot 38)$$

unde s-a introdus notația

$$\gamma_\pm = \frac{1}{2\pi\tau_\pm}. \quad (17\cdot 39)$$

Mărimile $m_\pm$, $n_\pm$ și $\tau_\pm$ sînt date, respectiv, de formulele (17·26), (17·27 a) și (17·28). Dacă ne limităm la domeniul temperaturilor apropiate de punctul Curie, putem presupune că magnetizarea spontană a corpului feromagnetic este mică ($y \ll 1$ și $y' \ll 1$) și, în toate calculele, putem neglija puterile lui y și y' mai mari decît a doua. În acest caz [168], magnetizarea electronilor s este proporțională și egală ca ordin de mărime cu magnetizarea electronilor d, adică

$$y' = k_1 y (k_1 \sim 1{,}0). \quad (17\cdot 40)$$

După transformări simple, folosind relația cunoscută dintre constantele optice (indicele de refracție n, coeficientul de absorbție k, puterea reflectătoare R și cea emisivă E) și mărimile ε și σ pentru domeniul infraroșu al spectrului unde este satisfăcută inegalitatea $\nu \ll \gamma_\pm = 1/2\pi\tau_\pm$ și pentru metalele bune conducătoare, la care $\sigma/\nu \gg 1$ și $\sigma/\nu \gg \varepsilon$, relație care este de forma

$$n = k = \sqrt{\frac{\sigma}{\nu}},$$

$$R = 1 - E = 1 - 2\sqrt{\frac{\nu}{\sigma}},$$

obținem

$$n = k\left[\left(\frac{A'}{\nu T}\right)(1 + g_2 y^2)\right]^{1/2}, \quad (17\cdot 41)$$

$$E = 1 - R = 2\left[\frac{\left(\frac{\nu T}{A'}\right)}{1 + g_2 y^2}\right]^{1/2}, \quad (17\cdot 42)$$

unde A' și g_2 sînt constante independente de temperatură și magnetizare.

În domeniul temperaturilor unde se manifestă anomalia feromagnetică ($\gamma \neq 0$), rezultatele experimentale [562] pentru radiația de lungime de undă mare confirmă în întregime formulele teoretice obținute. Acest rezultat poate fi privit ca o confirmare a valabilității concluziilor teoretice obținute pe baza modelului de schimb *s-d*.

După cum se știe, în domeniul luminii vizibile și ultraviolete, rolul fundamental începe să-l joace efectul legat nu de accelerarea electronilor de conductibilitate în cîmp, ci de tranzițiile cuantice. Vonsovski și Sokolov au generalizat formulele de dispersie a luminii pentru frecvențele optice, obținute sub forma cea mai riguroasă pentru cazul metalelor neferomagnetice de Sergheev și Cernihovski [566]. Absența unor date experimentale sistematice nu permite,deocamdată, verificarea rezultatelor teoretice obținute.

Tot pe baza modelului de schimb *s-d*, Vonsovski și Sokolov [567] au dat o explicație cuantică generală a fenomenelor magneto-optice în metalele feromagnetice. Ei au arătat că caracteristicile magnetooptice— rotațiile Faraday și Kerr ale planului de polarizare a luminii, precum și polarizarea eliptică a luminii reflectate și transmise — în primul rînd, sînt, proporționale cu magnetizarea rezultantă, iar în al doilea rînd, coeficienții de proporționalitate, afară de faptul că depind de frecvența luminii și de temperatură, sînt *funcții de magnetizarea spontană*. Acest din urmă fapt este un rezultat cu totul nou. Din nefericire, nu există date experimentale pentru domeniul infraroșu îndepărtat și, de aceea, nici posibilitatea de a compara rezultatele teoretice cu experiența În particular, este foarte interesant studiul efectelor magnetooptice în vecinătatea frecvențelor $\nu_0 \sim 10^{12}$ s^{-1}, unde ne putem aștepta la maxime de rezonanțe.

Teoria duce, de asemenea, la o serie de concluzii concrete asupra variației cu temperatura și a dispersiei fenomenelor magnetooptice în substanțele feromagnetice.

Recent, Cardwell [568] a efectuat, pentru prima dată, o cercetare a proprietăților fotoelectrice și termionice ale nichelului feromagnetic. El a stabilit că: 1) în vecinătatea punctului Curie, se observă la nichel o variațieanomală acurentului fotoelectric în funcție de temperatură (un cot al curbei curent fotoelectric—temperatură); această anomalie nu poate fi explicată prin teoria existentă; 2) lucrul de extracție fotoelectric crește cu temperatura,

Folosind modelul de schimb al electronilor exteriori și interiori ai substanțelor feromagnetice, Vonsovski și Sokolov [562]

au reușit să arate că curentul fotoelectric al substanțelor feromagnetice trebuie să depindă de magnetizarea lor spontană. În vecinătatea temperaturii de transformare feromagnetică, această dependență are un caracter pătratic simplu. Afară de aceasta, ei au obținut dependența lucrului de extracție efectiv la substanțele feromagnetice, în funcție de magnetizarea spontană și de anomalia feromagnetică respectivă.

Scanned with OKEN Scanner

BIBLIOGRAFIE

LA PARTEA ÎNTÎIA

1[1]). Э. В. Шпольский, Атомная физика, Гостехиздат, т. I, 1949, т. II, 1950.
2. Я. И. Френкель, Электродинамика, т. I, гл. VII и X, ГТТИ, 1934.
3. И. Е. Тамм, Zs. f. Phys. **55**, 199 (1929).
4. W. Gerlach, O. Stern, Ann. d. Phys. **74**, 673 (1924).
5. Я. И. Френкель, Волновая механики, т. II, гл. VI, ГТТИ, 1935
6. В. Гейзенберг, физические основы квантовой механика, ГТТИ, 1932, стр. 122—124.
7. Л. Д. Ландау, ДАН СССР **26**, 436 (1940) ; А. А. Соколов, ЖЭТФ, **16**, 3 (1946).
8. K. Shinohara, N. Ryu, Phys. Rev. **75**, 1762 (1949).
9. Lewis, Zs. f. Phys. **69**, 731 (1930).
10. O. Stern, Phys. Rev. **51**, 852 (1937).
11. Е. К. Завойский, ДАН СССР **57**, 887 (1947:.
12. И. Е. Тамм, С. Альтшулер, ДАН СССР **1** 455 (1934) ; N. Kemmer, W. Heitler, H. Frölich, Proc. Roy. Soc. **166**, 154 (1938).
13. Я. И. Френкель, Изв. АН СССР, серия физич., **11**, 593 (1947).
14. Л. Добрецов, А. Теренин, Naturwiss. **16**, 656 (1928).
15. С. Э. Фриш, Атомные спектры, ГТТИ, 1933 ; С. Э. Фриш, Атомные ядра и спектры, ГТТИ, 1934.
16. H. Kopferman, Naturwiss. **29**, 563, 581 (1941) ; Дж. Келлог, С. Миллман, УФН **34**, 72 (1948).
17. A. Einstein, P. Ehrenfest, Zs. f. Phys. **11**, 21 (1922).
18. Я. Г. Дорфман, Изв. АН СССР, серия физич., **11**, 598 (1947).
19. Я. Г. Дорфман, Zs. f. Phys. **17**, 98 (1923).
20. В. К. Аркадьев, Марнитная спектроскопия, М., 1924, см. также [408].
21. E. Majorana, Nuovo Cimento 9, 43 (1932) ; C. J. Gorter, Physica **3**, 995 (1936).
22. E. M. Purcell, H. C. Torrey, R. V. Pound, Phys. Rev. **69**, 37 (1946) ; F. Bloch, W. Hansen, M. Packard, Phys. Rev. 69. 127 (1946) ; **70**, 474 (1946) ; F. Bloch, Phys. Rev. **70**, 460 (1946).
23. W. Arnold, A. Roberts, Phys. Rev. **70**, 878 (1947).
24. F. Bloch, Phys. Rev. **50**, 259 (1936) ; **51**, 994 (1937).

---

[1]) V. și traducerea în l. romînă: E. V. Șpolski. Fizica atomică, vol. I, ed. II și vol. II, Editura Tehnică 1954.

25. А. Б. Мигдал, ДАН СССР 20, 555 (1938) ; ЖЭТФ 10,5 (1940).
26. L. Alvarez, F. Bloch, Phys. Rev. 57, 111 (1940).
27. J. Schwinger, Phys. Rev. 51, 648 (1937) ; J. Rabi, Phys. Rev. 51, 652 (1937) ; F. Bloch, J. Rabi, Rev. Mod. Phys. 17, 237 (1945).
28. Я. Г. Дорфман, ДАН СССР 57, 769 (1947).
29. Я. Г. Дорфман, Магнитные свойства атомного ядра, Гостехиздат, 1948.
30. J. Steinberger, Phys. Rev. 78, 802 (1950).
31. K. Bruechner, W. Hartsough, E. Hayward, W. Powell, Phys. Rev. 75, 555 (1949).
32. Г. Худишвили, УФН 42, 324 (1950).
33. J. H. Van Vleck, Phys. Rev. 74, 1168 (1948).
34. Я. Г. Дорфман, Zs. f. Phys. 62, 90 (1930) ; Sow. Phys. 10, 126 (1936).
35. Б. Г. Лазарев, Sow. Phys. 11, 445 (1937).
36. P. Kush, S. Millman, J. Rabi, Phys. Rev. 57, 765 (1940).
37. J. Rabi, S. Millman, P. Kush, J. R. Zacharias, Phys. Rev. 55, 526 (1939).
38. Я. А. Смородинский, УФН 39, 325 (1949).
39. W. E. Lamb Jr., W. E. Retherford, Phys. Rev. 72, 241 (1947).
40. J. M. Lüttinger, Phys. Rev. 74, 893 (1948).
41. P. Kush, H. M. Foley, Phys. Rev. 74, 250 (1948).
42. «Сдвиг уровней атомных электронов», Сборник статей под редакцией и со вступительной статьей Д. Д. Иваненко, ИЛ, 1950.
43. J. E. Mack, Rev. Mod. Phys. 22, 64 (1950).

LA PARTEA A DOUA

44. P. A. M. Dirac, Phys. Rev. 74, 817 (1948).
45. Э. Ферми, Лекции по атомной физике, ИЛ, 1952.
46. Р. И. Янус, Статья в сборнике, посвященном 70-летию акад. А. Ф. Иоффе, стр. 402, 411, Изд-во АН СССР 1950.
47. J. H. Van Vleck, Theory of electric and magnetic susceptibilities, Oxford, 1932.
48. Я. П. Терлецкий, ЖЭТФ 9, 796 (1939).
49. В. Л. Гинзбург, Сверхпроводимость, Изд-во АН СССР, 1946 ; УФН, 42, 169 (1950).
50. Я. С. Шур, УФН 20, 410 (1938).
51. П. Селвуд, Магнетохимия, ИЛ, 1949.
52. Я. Г. Дорфман, Новые идеи в физике, сборник № 11, Ленинград, 1924.
53. Я. Г. Дорфман и И. К. Кикоин, физика металлов, ГТТИ, 1933.
54. Л. Д. Ландау, Zs. f. Phys. 64, 629 (1930).
55[1]). Д. И. Блохинцев, Основы квантовой механики, Гостехиздат, 1950.
56. Ф. Зейтц, Современная теория твердого тела, Гостехиздат, 1949.
57. А. Вильсон, Квантовая теория металлов, ГТТИ, 1940.
58. R. Peierls Zs. f. Phys. 80, 763 (1933).
59. M. Blackman, Proc. Roy. Soc. 166, 1 (1938).

[1]) V. și traducerea în l. română: D. I. Blohințev Bazele mecanicii cuantice, Editura Tehnică, 1954.

60. W. J. de Haas, P. M. van Alphen, Proc. Acad. Sci. Amsterd. **34**, 1249 (1931) ; P. Shoenberg, M. Z. Uddin, Proc. Roy. Soc. **156**, 657 (1936).
61. Л. Д. Ландау. [В работе D. Shoenberg, Proc. Roy. Soc. **170**, 341 (1939).]
62. А. И. Ахиезер, ДАН СССР **23**, 872 (1939).
63. Ю. Б. Румер, ЖЭТФ **18**, 1081 (1948) ; **20**, 573 (1950).
64. Б. И. Веркин, Б. Г. Лазарев, Н. С. Руденко, ЖЭТФ, **20**, 93, 995, (1950). См. также S. G. Sydoriak, J. Robinson, Phys. Rev. **75**, 118 (1949).
65. Э. Л. Андроникашвили и К. А. Туманов, УФН **33**, 469 (1947).
66. D. Shoenberg, Proc. Roy. Soc. **152**, 10 (1935).
67. R. Peierls, Proc. Roy. Soc. **155**, 613 (1936).
68. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **7**, 371 (1937) ; **13**, 377 (1943).
69. В. К. Аркадьев, ДАН СССР **47**, 18 (1945).
70. В. Л. Гинзбург, УФН **42**, 169, 333 (1950).
71. В. Л. Гинзбург и Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **20**, 1065 (1950).
72. И. К. Кикоин и С. В. Губарь, ДАН СССР **19**, 248 (1938).
73. И. К. Кикоин и С. В. Губарь, Journ, of. Phys. **3**, 333 (1940).
74. Я. И. Френкель и В. Е. Рудницкий, ЖЭТФ **9**, 260 (1939).
75. L. J. F. Broer, Physica **13**, 473 (1947).
76. Б. А. Введенский и Г. С. Ландсберг, Современное учение о магнетизме, ОГИЗ, 1929.
77. Я. Г. Дорфман, Zs. f. Phys. **23**, 286 (1924).
78. F. Hund, Zs. f. Phys. **33**, 855 (1925).
79. Р. И. Янус и В. И. Дрожжина, Sow. Phys. **9**, 72 (1935).
80. H. R. Woltjer, Leiden Comm. 167 b.
81. W. G. Penney, R. Schlapp, Phys. Rev. **41**, 194 (1932) ; **42**, 666 (1932) ; **43**, 485 (1933).
82. W. Pauli, Zs. f. Phys. **41**, 81 (1927).
83. Я. И. Френкель, Zs. f. Phys. **49**, 31 (1928).
84. I. B. Sampson, F. Seitz, Phys. Rev. **58**, 633 (1940).
85. B. Böhm, W. Klemm, Zs. anorg. allg. Chem. **243**, 69 (1939).
86. К. Гортер, Парамагнитная релаксация, ИЛ, 1949.
87. Е. К. Завойский, ЖЭТФ, **15**, 253, 344 (1945).
88. Я. И. Френкель, ЖЭТФ **15**, 409 (1945).
89. С. А. Альтшулер, Е. К. Завойский, Б. М. Козырев, ЖЭТФ **17**, 1122 (1947).
90. И. Г. Шапошников, ЖЭТФ **17**, 824 (1947) ; **18**, 533 (1948).
91. Е. К. Завойский, ЖЭТФ **17**, 155 (1947).
92. J. Brouer, Physica **10**, 801 (1943).
93. Е. К. Завойский, ЖЭТФ **16**, 603 (1946).
94. С. Г. Салихов, ЖЭТФ **17**, 1070 (1947).
95. H. Bethe, Ann. d. Phys. **3**, 133 (1929) ; Zs. f. Phys. **60**, 218 (1930)
96. H. A. Kramers, Proc. Amster. Acad. **32**, 1176 (1929).
97. Г. А. Лоренц, Теория электронов, ОНТИ, 1934.
98. L. Onsager, Journ. Amer. Chem. Soc. **58**, 1486 (1936).
99. J. Van Vleck, Journ. Chem. Phys. **5**, 320 (1937).
100. W. Sucksmith, Proc. Roy. Soc. A **128**, 276 (1931) ; **133**, 179 (1931) ; **135**, 276 (1932).
101. E. C. Stoner, Proc. Leeds Phil. Soc. **2**, 309 (1932).
102. М. А. Леонтович, Статистическая физика, ГИТТЛ, 1944.

Scanned with OKEN Scanner

288. R. Goldschmidt, Phys. Zs. **31**, 1059 (1930).
289. W. Brown, Phys. Rev. **55**, 568 (1939).
290. Е. И. Кондорский, ДАН СССР **20**, 117 (1938).
291. М. В. Дехтяр, ЖЭТФ **8**, 1124 (1938) ; **9**, 438 (1939).
292. В. И. Дрожжина и Я. С. Шур, ЖЭТФ **11**, 116 (1941).
293. H. Schlechtweg, Ann. d. Phys. **27**, 573 (1936).
294. А. Жигадло и С. Сидельников, Ученые записки МГУ, вып. 2 (1934).
295. Г. М. Аксенов и К. В. Григоров, Качественная сталь № 10, 44 (1935) ; № 2, 19 (1938).
296. Титов, ЖЭТФ **5**, 817 (1935) ; ЖТФ **7**, 2084 (1937).
297. Д. Волков, ЖЭТФ **5**, 952 (1935) ; Г. Акимов и Л. Певзнер, ЖТФ **4**, 1935 (1934).
298. L. P. Tarasov, Phys. Rev. **56**, 1224 (1939).
299. R. Bozorth, H. Williams, Phys. **59**, 827 (1941).
300. Л. В. Киренский, Изв. АН СССР, серия физич., **12**, 327 (1948).
301. H. Kussmann, H. Schlechtweg. Ann. Phys. **32**, 290 (1938).
302. R. Gans, Ann. d. Phys. **24**, 680 (1935).
303. Н. С. Акулов и Л. В. Киренский, ЖЭТФ **9**, 1145 (1939).
304. И. Яньшин, ЖЭТФ **10**, 786 (1940).
305. R. Becker, M. Kersten, Zs. f. Phys. **69**, 660 (1930).
306. М. Грабовский, ЖЭТФ **9**, 180 (1939) ; Изв. АН СССР, серия физич., **11**, 553 (1947).
307. Г. С. Горелик, Изв. АН СССР, серия физич. **8**, 172 (1944) ; Г. С. Горелик, К. Горонина и Жукова, ДАН СССР **44**, 257 (1944).
308. А. Г. Любина, см. книгу [132], стр. 469—473.
309. R. Becker, Wiss. Veröff. Siemens-Werke **11**, 1 (1932).
310. M. Kersten, Zs. f. Phys. **82**, 723 (1933).
311. G. Thissen, Ann. d. Phys. **38**, 153 (1940).
312. F. Förster, K. Samke, Zs. f. Metallkunde **33**, 97 (1941).
313. W. Koster, Zs. f. Phys. **124**, 545 (1948).
314. T. Holstein, H. Primakoff, Phys. Rev. **59**, 388 (1941).
315. R. Becker, H. Polley, Ann. d. Phys. **37**, 534 (1940).
316. W. Brown, Phys. Rev. **58**, 736 (1940) ; **60**, 139 (1941).
317. Н. С. Акулов и Н. З. Мирясов, ДАН СССР **66**, 29 (1949).
318. Л. В. Киренский и Л. И. Слободской, ДАН СССР **69**, 638 (1949).
319. Л. В. Киренский и Л. И. Слободской, ДАН СССР **70**, 809 (1950).
320. Л. В. Киренский и П. И. Слободской, ДАН СССР **74**, 457 (1950).
321. Н. С. Акулов и К. М. Большова, ДАН СССР **71**, 633 (1950) ; Вестник Московского гос. ун-та № 9, 79 (1950).
322. L. Neel, Journ. de phys. Rad. **9**, 184 (1948).
323. L. Neel, Journ. de phys. Rad. **9**, 193 (1948).
324. Е. И. Кондорский, Статья в сборнике [410], стр. 97.
325. Н. Л. Брюхатов, ЖЭТФ **4**, 933 (1934) ; Н. Л. Брюхатов и Д. Р. Феденев, ЖЭТФ **4**, 920 (1934).
326. В. С. Меськин и Б. Сомин, Zs. f. Phys. **98**, 610 (1936).
327. R. H. de Waard, Phil. Mag. **4**, 641 (1927).
328. F. Preisach, Ann. d. Phys. **3**, 737 (1929).
329. К. И. Сикстус, УФН **22**, 63 (1939).

432. Ch. Kittel, Phys. Rev. **70**, 281 (1946).
433. Ch. Kittel, Journ. de phys. Rad. **12**, 291 (1951); Phys. Rev. **80**, 918 (1950).
434. G. T. Rado, R. W. Wright, W. H. Emerson, Phys. Rev. **80**, 273 (1950).
435. A. J. E. Welch, P. F. Nicks, A. Fairweather, F. F. Roberts, Phys. Rev. **77**, 403 (1950).
436. В. К. Аркадьев, ДАН СССР **1**, 12 (1927). Сборник «Современные проблемы электромагнетизма», М. 1929—1931.
437. Е. К. Завойский, ЖЭТФ **17**, 883 (1947).
438. J. H. E. Griffiths, Nature **158**, 670 (1946).
439. J. L. Snoek, Physica **14**, 207 (1948); см. также гл. IV в его книге
440. Ch. Kittel, Phys. Rev. **71**, 270 (1947); **73**, 155 (1948); **76**, 743 (1949).
441. L. R. Bickford, Phys. Rev. **78**, 449 (1950).
442. J. H. Van Vleck, Phys. Rev. **78**, 266 (1950).
443. W. A. Jager, R. M. Bozorth, Phys. Rev. **72**, 80 (1947); Ch. Kittel, W. A. Jager, F. R. Merrit, Physica **15**, 256 (1949); Beljers, Physica **14**, 629 (1949); W. A. Jager, Phys. Rev. **78**, 316 (1949); W. A. Jager, Galt, F. R. Merrit, Wood, Phys. Rev. **80**, 744 (1950).
444. Л. Де-Бройль, Электромагнитные волны в долноводах и полых резонаторах, ИЛ, 1948.
445. A. F. Kip, R. D. Arnold. Phys. Rev. **75**, 1556 (1949).
446. J. M. Luttinger, Ch. Kittel, Helv. Phys. Acta **21**, 480 (1948); J. M. Richardson, Phys. Rev. **75**, 1630 (1949).
447. Ch. Kittel, Phys. Rev. **76**, 743 (1949).
448. D. Polder, Phil. Mag. **40**, 99 (1949).
449. N. Bloembergen, Phys. Rev. **78**, 572 (1950).
450. Ch. Kittel, Herring, Phys. Rev. **77**, 725 (1950).
451. E. P. Trounson, D. F. Bleil, R. K. Wangsness, Phys. Rev. **79**, 542 (1950).
452. J. A. Ewing, Phyl. Trans. **569**, (1885); Proc. Roy. Soc. **46**, 269 (1889).
453. J. W. Rayleigh, Phil. Mag. (5) **23**, 225 (1887).
454. Б. А. Введенский, ЖРФХО **55**, 1 (1923).
455. Р. В. Телеснин, ЖЭТФ **7**, 117 (1937); ДАН СССР **20**, 649 (1938). Статьи в сборнике [408], стр. 59 и 65; Journ. of Phys. **5**, 213 (1941).
456. Р. В. Телеснин, Л. Я. Рудая, М. И. Чулкова, Вестник МГУ **1**, 117 (1947).
457. Р. В. Телеснин, ЖЭТФ **19**, 970 (1948).
458. А. В. Миткевич, Электричество № 10 (1933); ДАН СССР **1**, 53 (1943); **3**, 36, 426 (1934); **2**, 25 (1935).
459. G. Richter, Ann. d. Phys. **29**, 605 (1937).
460. J. L. Snoek, Physica. **5**, 663 (1938); **6**, 161 (1939).
461. В. С. Горский, Sow. Phys. **8**, 457 (1935).
462. Р. И. Янус и В. И. Дрожжина, ЖТФ, **9**, 1960 (1939).
463. А. М. Вьюхина, В. В. Дружинин, Я. С. Шур, Р. И. Янус, ЖТФ **17**, 129 (1947).
464. J. L. Snoek, Physica **15**, 214 (1949).
465. R. Street, J. C. Woolley, Proc. Phys. Soc. **A62**, 562, 743 (1949); **63**, 509 (1950).
466. Р. В. Телеснин, ДАН СССР **75**, 659 (1950).

Scanned with OKEN Scanner

508. К. П. Белов, ЖЭТФ 19, 346 (1949).
509. A. Michels, A. Jaspers, J. de Boer, J. Stryland, Physica 4, 1007 (1937).
510. E. Guilleaum, Compt. rend. 125, 235 (1897).
511. К. П. Белов, Изв. АН СССР 11, 649 (1947); К. П. Белов и О. Н. Аграсян, Изв. АН СССР 11, 654 (1947).
512. R. Becker u. W. Döring, Ferromagnetismus 1939, § 25, стр. 357—382; H. Deveze, Ann. de phys. 5, 80 (1950); J. J. Knight, Nature 163, 893 (1949).
513. Д. А. Гольдгаммер, Учен. записки МГУ № 8 (1889).
514. W. Gerlach, Ann. d. Phys. 8, 649 (1931); 12, 849 (1932); W. Gerlach, Schneiderchan, Ann. d. Phys. 6, 772 (1930); H. H. Potter, Proc. 49, 671 (1937).
515. H. Englert, Zs. f. Phys. 74, 748 (1932).
516. С. В. Вонсовский, Изв. АН СССР, серия физич., 11, 617 (1947).
517. А. И. Резанов, ДАН СССР 82, 885 (1952).
518. N. Mott, Proc. Roy. Soc. 156, 368 (1936).
519. A. Wilson, Proc. Roy. Soc. 167, 580 (1939).
520. H. H. Potter, Proc. Phys. Soc. 53, 695 (1941).
521. С. В. Вонсовский, ЖЭТФ 18, 219 (1948).
522. Н. С. Акулов, Zs. f. Phys. 59, 254 (1930).
523. Н. С. Акулов, Zs. f. Phys. 80, 693 (1933).
524. Д. С. Штейнберг и ф. Мирошниченко, Sow. Phys. 3, 92 602 (1933); 5, 241 (1934).
525. П. Храмов и Л. Львова, Zs. f. Phys. 89, 443 (1934).
526. Д. Феденев, ЖЭТФ 5, 886 (1935).
527. Н. С. Акулов и Р. Аннаев, ЖЭТФ 8, 334 (1938).
528. К. П. Белов, ЖЭТФ 5, 396 (1935); 8, 453 (1938).
529. Р. Г. Аннаев, Journ. of. Phys. 2, 289 (1945); ЖЭТФ 15, 529 (1945); ДАН СССР 61, 1009 (1948).
530. Р. Г. Аннаев, Изв. Трукм. фил. АН СССР № 4, 63 (1949); ДАН СССР 60, 639 (1948); 67, 41 (1949).
531. Р. Г. Аннаев, ДАН СССР 64, 45 (1949); 66, 107 (1949).
532. Р. Г. Аннаев, Изв. Туркм. фил. АН СССР № 4, 86 (1950).
533. Д. Феденев и А. Усков, Techn. Phys. 5, 309 (1938).
534. Д. Волков, ЖЭТФ 9, 444 (1939); 9, 798 (1939).
535. К. П. Белов и Д. Волков, ЖТФ 9, 1529 (939).
536. Д. Феденев и И. Вампилов, ЖЭТФ 9, 994 (1939).
537. К. П. Белов, ЖЭТФ 9, 695 (1939).
538. К. П. Белов ЖЭТФ 9, 685 (1939).
539. Н. С. Акулов, Д. И. Волков, К. П. Белов, ЖЭТФ 5, 946 (1935).
540. П. Л. Капица, Proc. Roy. Soc. 119, 358 (1928); 123, 292 (1939).
541. H. H. Potter, Proc. Roy. Soc. 132, 560 (1932); Phil. Mag. 13, 233 (1931).
542. Я. С. Шур и В. И. Дрожжина. ЖТФ 18, 149 (1948).
543. А. П. Комар и И. И. Портнягин, ДАН СССР 60, 569 (1948).
544. L. Bates, Proc. Roy. Soc. 58, 153 (1946).
545. С. В. Вонсовский, ЖТФ 18, 145 (1948).
546. С. В. Вонсовский, Статья в сборнике, посвященном памяти С. И. Вавилова, Изд. АН СССР, 1952, стр. 363.

Scanned with OKEN Scanner

547. И. Г. Факидов и Н. П. Гражданкина, ДАН СССР **76**, 847 (1950).
548. К. П. Белов, ДАН СССР **71**, 261 (1950).
549. К. П. Белов и П. К. Панина, ЖЭТФ **21**, 809 (1951).
550. Д. И. Волков и В. В. Зубов, ДАН СССР **71**, 863 (1950).
551. С. В. Вонсовский и К. П. Родионов, ДАН СССР **75**, 643 (1950).
552. Н. С. Акулов, Zs. f. Phys. **87**, 788 (1934).
553. И. К. Кикоин, Sow. Phys. **9**, 1 (1936); ЖЭТФ **10**, 1242 (1940).
554. H. Kammerlingh-Onnes, E. Osterhuis, Leid-Comm. № 139e.
555. А. П. Комар и Н. В. Волкенштейн, ДАН СССР **60**, 785 (1948).
556. Н. В. Волкенштейн, см. книгу [132], стр. 805.
557. И. М. Генкин, ЖЭТФ **17**, 1090 (1947); **20**, 941 (1950); Г. П. Припорова, ЖЭТФ **18**, 1041 (1948).
558. В. Е. Рудницкий, ЖЭТФ **10**, 474 (1940).
559. А. Г. Самойлович и В. Л. Коньков, ЖЭТФ **20**, 783 (1950).
560. Я. Г. Дорфман, Р. И. Янус и И. К. Кикоин, Zs. f. Phys. **54**, 277, 289 (1928).
561. Я. Г. Дорфман, Р. И. Янус, К. В. Григоров и М. Г. Черниховский, ЖЭТФ, **1**, 155 (1931).
562. W. Gerlach, Ann. d. Phys. **25**, 209 (1936); E. Löwe, Ann. d. Phys. **25**, 213 (1936).
563. L. Ornstein, J. van ber Veen, Physica **3**, 289 (1936); **6**, 439 (1939).
564. H. R. Hulme, Proc. Roy. Soc. **135**, 237 (1932).
565. С. В. Вонсовский и А. В. Соколов, ЖЭТФ **16**, 615 (1949).
566. М. И. Сергеев и М. Г. Черниховский, ЖЭТФ, **4**, 235 (1934); М. И. Сергеев, ЖЭТФ **8**, 948 (1938).
567. С. В. Вонсовский и А. В. Соколов, ЖЭТФ **19**, 705 (1949;
568. A. B. Cardwell, Phys. Rev. **76**, 125 (1949).
569. С. В. Вонсовский и А. В. Соколов, ДАН СССР **76**, 197

CA 9

T. 1185

Traducere: Hristev Anatolie
Control ştiinţific: Sergiescu Viorel

Responsabil de carte: Gornstein Isac
Tehnoredactor: Dragomir Elena
Corector responsabil: Pizanti Adriana

Dat la cules 15.03.56. Bun de tipar 12.06.56. Hîrtie cărţi şcolare de 65 gr./m². 61×86/16. Coli editoriale 24,48. Coli de tipar 25,25. Comanda S. 2486. A. 03511. Indicele de clasificare pentru bibliotecile mari 538.1. Indicele de clasificare pentru bibliotecile mici 538

Tiparul executat sub com. 2556 la Combinatul Poligrafic Casa Scînteii „I. V. STALIN", Piaţa Scînteii, Bucureşti R.P.R.

Scanned with OKEN Scanner

ERATA

Pagina :	Rîndul :	In loc de :	Se va citi :
24	4	μ	$\vec{\mu}_J$
31	Tabela I, col. 6, r. 4	$1/2, -3/2$	$3/2, \quad 1/2$
86	5 jos	$\hat{\vec{p}} = \frac{\hbar}{i}\Delta_R$	$\hat{\vec{p}}_h = \frac{\hbar}{i}\nabla_R$
87	Formula (7.10)	$\varkappa_k$	x_k
122	10	§ 21	§ 12
140	Tabela VIII col. 1 r. 6 și 8	$+4$ $+3$	V^{+4} V^{+3}
168	11	$-\frac{CH}{2}$	$-\frac{CH}{T^2}$
287	7 jos	$8 \cdot 10^5$	$8 \cdot 10^6$
318	Tabela XVII col. 5 r. 2 de jos	00	300
329	Formula (16.21)	$\varkappa_\varkappa$	$\varkappa_a$

Scanned with OKEN Scanner